ORSAY

Série

N° 269

CNRS

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Michel LOURTIOZ

Ingénieur ECP

"Etude et réalisation d'un laser HCN-H_2O . Analyse du faisceau par conversion de fréquence à l'aide d'un dispositif Josephson (contact supraconducteur NB-NB)".

Soutenue le 12 DEC. 1975 devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET , Président

J. FOURNET
A. HADNI
D. VERON
R. ADDE — Examinateurs

D. SILHOUETTE — Invité

ORSAY
Série
N°

CNRS

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Michel LOURTIOZ

Ingénieur ECP

"Etude et réalisation d'un laser HCN-H_2O . Analyse du faisceau par conversion de fréquence à l'aide d'un dispositif Josephson (contact supraconducteur NB-NB)".

Soutenue le devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET , Président
J. FOURNET
A. HADNI
D. VERON
R. ADDE Examinateurs
D. SILHOUETTE Invité

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A mes Parents

A Christine

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548106_0026

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur GRIVET qui a bien voulu m'acceuillir à l'Institut d'Electronique Fondamentale.

Je remercie Monsieur SILHOUETTE de m'avoir guidé pendant les premières années de ce travail et de m'avoir fait bénéficier de son expérience avec simplicité et une constante disponibilité.

Mes remerciements s'adressent à Monsieur ADDE qui a permis l'exécution définitive de ce travail et je lui suis reconnaissant de l'aide efficace qu'il m'a apportée.

Je remercie Monsieur VERON et Monsieur BELLAND pour les nombreuses et profitables discussions que nous avons échangées.

Je remercie Madame GODINHO qui s'est chargée de la dactylographie avec gentillesse et compétence.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel technique de l'Institut qui a contribué pour une grande part à l'exécution de l'ensemble expérimental présenté dans cette thèse et qui s'est toujours montré prêt à rendre service.

Mes ultimes remerciements vont à mes camarades du laboratoire particulièrement à D. BOUCHON , P. CROZAT , J.C. HENAUX , J. PONTNAU et G. VERNET qui se sont toujours montrés disponibles à mon égard, ainsi qu'à S. GOURRIER qui fut un excellent compagnon de route.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION I

I - CARACTERISTIQUES DES LASERS HCN ET H_2O 5

I-I. Principes de fonctionnement des lasers à acide cyanhydrique et à vapeur d'eau 5

I-I-I. Généralités sur le fontionnement des lasers en Lointain Infrarouge 5

I-I-2. Principe de fonctionnement du laser HCN 7

I-I-3. Principe de fonctionnement du laser H_2O 9

I-I-4. Schéma de principe de la cavité laser IO

I-2. Mode de cavité et pureté spectrale des lasers HCN et H_2O

I-2-I. Conditions d'oscillation des modes de cavité II

I-2-2. Structure et arrangement des modes de cavité dans le laser HCN-H_2O I7

I-2-3. "Lamb Dip" et profil de raie pour les transitions saturées 22

I-3. Description et mode d'extraction du faisceau 25

I-3-I. Description du faisceau dans la cavité 25

I-3-2. Traitement et focalisation du faisceau laser 28

I-3-3. Lame semi-transprente et polarisation du faisceau 30

I-3-4. Couplage de sortie du montage interférométrique de Michelson 32

I-4. Description des plasmas de décharge dans le laser HCN et H_2O 33

I-4-I. Composition du plasma de décharge dans le laser HCN 33

I-4-2. Mécanismes fondamentaux du laser H_2O 40

2 - OPTIMISATION DES PARAMETRES D'UN LASER HCN OU H_2O ET DESCRIPTION DU LASER REALISE 43

2-I. Stabilisation en fréquence des lasers HCN et H_2O 43

2-I-I. Paramètres agissant sur la stabilité en fréquence du laser 43

2-I-2. Techniques "passives" de stabilisation 48

2-I-3. Techniques "actives" de stabilisation 52

2-2. Optimisation de la puissance lumineuse du Laser HCN-H2O 55

2-2-I. Géométrie de la cavité 55

2-2-2. Paramètres liés à la décharge 62

2-2-3. Stabilité de la puissance 66

2-2-4. Conclusions 67

2-3; Description technologique du montage expérimental 68

2-3-I. Description d'ensemble 68

2-3-2. Description détaillée des éléments optiques 7I
dû Laser

3- PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX DU LASER HCN-H2O 75

3-I. Observation des raies à 337µ et 3IIµ 75

3-I-I. Exploration des modes de cavité 75

3-I-2. Couplage Michelson 76

3-I-3. Taille et divergence réelles du faisceau 77

3-2. Etude dela stabilité de la décharge du LaserHCN 78

3-2-I. Structure du plasma de décharge dans le
Laser HCN 78

3-2-2. Conditions expérimentales d'obtention
des décharges stables 8I

3-2-3. Conclusions 83

3-3. Etude expérimentale de l'intensité du Laser HCN 83

3-3-I. Mesures de puissance et conditios à
observer 83

3-3-2. Courbes d'intensité lumineuse en fonction
de la température du tube dedécharge 85

3-3-3. Courbes d'intensité Laser en fonction du
courant de décharge 85

3-3-3. Courbes d'intensité Laser en fonction de
la pression de décharge 86

3-3-4. Influence de l' hélium 87

3-3-5. Conclusions

4- DETECTION PAR EFFET JOSEPHSON ET ANALYSE SPECTRALE DU
LASER HCN 89

4-I. Jonction Josephson 89

4-I-I Equation Josephson 89

4-I-2. Caractéristique réelle d'une jonction
àcontact supraconducteur-Résistance shunt 90

4-I-3; Largeur de raie de l'oscillateur Josephson 9I

4-I-4. Mélangeur hétérodyne à effet Josephson 92

4-2. Dispositf expérimental 94

4-2-I. Contact supraconducteur Nb-Nb 94

4-2-2. Transport du faisceau infrarouge 96

4-2-3. Source millimétrique stabilisée 99

4-3. Principaux résultats de détection Josephson I00

4-3-I. Influence de la radiation Laser(337 µ) sur la caractéristique courant-tension I00

4-3-2. Méthodes d'observation des battements entre la radiation Laser et les sources millimétriques I0I

4-3-3. Mesure de la fréquence du Laser HCN I04

4-3-4. Analyse spectrale du signal de battement entre le Laser HCN et le Klystron 34Ghz ou le Klystron en bande X. I07

4-3-5. Conclusions II0

CONCLUSION II2

ANNEXE AI I-5

ANNEXE A2 I-6

ANNEXE A3 I-6

BIBLIOGRAPHIE B I-5

INTRODUCTION

Depuis leurs découvertes encore récentes[1],[2], le laser à acide cyanhydrique (HCN) et le laser à vapeur d'eau (H_2O) ont largement contribué au développement des recherches en infra-rouge lointain. En effet dans ce domaine spectral, intermédiaire entre les ondes millimétriques et l'optique visible, le laser HCN et le laser H_2O restent encore, après le laser CO_2, les sources cohérentes les plus puissantes, capables d'émettre un nombre important de raies dont les principales s'échelonnent de 28 µ à 337 µ.

Des lasers accordables pompés optiquement (par un laser CO_2) ont été développés plus récemment, mais délivrent des puissances infra-rouges nettement plus faibles (< 1 mW). Les sources de rayonnement submillimétriques sont actuellement recherchées pour un certain nombre d'applications : mesures et études des phénomènes cosmiques et atmosphériques en radio-astronomie - diagnostic des plasmas à haute densité étudiés pour la construction des machines Tokamak. Elles constituent aussi des maillons indispensables des chaînes métrologiques pour la mesure des fréquences et permettent maintenant d'aborder l'étude de certains phénomènes en physique du solide (couplage électron-phonon, états liés eu profonds dans des semi-conducteurs, mesures de bandes d'énergie dans des semi-conducteurs à faible mobilité, résonance antiferromagnétique, modes localisés d'onde de spin).

Les expériences menées parallèlement sur ces lasers et sur les méthodes de détection infra-rouge ont conduit, soit à un accroissement des performances des détecteurs habituellement utilisés dans ce domaine (bolomètres, détecteur InSb ...), soit à la mise en valeur de nouveaux détecteurs (diodes métal-métal ("catwhisker"), diodes métal-semi-conducteur ...). Dans des expériences encore plus récentes[68], réalisées avec des contacts supraconducteurs Josephson, l'obtention de signaux de battement entre une onde infra-rouge et l'harmonique élevée d'une onde millimétrique a montré que ces contacts Josephson pouvaient être utilisés comme détecteur hétérodyne sélectif et accordable. Ses propriétés de faible bruit permettent d'en escompter une sensibilité équivalente à celle des détecteurs les plus performants

(sensibilité de 10^{-15} W/Hz pour les bolomètres supraconducteurs ou à germanium refroidi). Par ailleurs sa possibilité de générer des harmoniques d'ordre élevé (> 100) en fait un élément susceptible d'avoir une réponse en haute fréquence (> THz) supérieure à celle des diodes citées précédemment. Cette dernière caractéristique peut également être mise à profit dans la conception des chaînes métrologiques reliant les étalons de fréquence aux étalons de longueur d'onde (Klystron → Laser HCN → Laser H_2O → Laser CO_2 → Laser He-Ne) ce qui permettrait alors de réduire le nombre des maillons dans la chaîne métrologique ainsi considérée.

Partant de ces différents résultats, les résultats que nous présentons ici rentrent dans un programme d'étude commun reliant le développement des lasers en lointain infra-rouge à l'utilisation des contacts supraconducteurs Josephson soit comme détecteur accordable et sélectif, soit comme élément générateur-mélangeur d'une chaîne métrologique. Il concerne essentiellement la réalisation et la mise au point d'un laser continu pouvant fonctionner avec de l'acide cyanhydrique ou avec de la vapeur d'eau et capable d'émettre respectivement à 337 µ , 311 µ, (HCN) et 118 µ, 78 µ, 28 µ (H_2O). Nous avons adopté comme configuration de la cavité laser, celle généralement adoptée pour les lasers moléculaires (décharge dans un gaz à faible pression) en essayant d'y optimiser tous les paramètres influant sur la stabilité en fréquence et l'intensité lumineuse. Bien que cette structure présente un certain nombre d'inconvénients par rapport à celle plus récente( ) , des lasers en lointain infra-rouge pompés optiquement par un laser CO_2 (encombrement de l'installation, stabilité de la décharge difficile à réaliser, etc.), elle a été choisie dans la mesure où elle assurait une puissance largement supérieure à l'autre configuration et permettait ainsi d'aborder les premières expériences de génération d'harmoniques élevés avec des jonctions Josephson dans les conditions les plus favorables.

Nous présentons le travail réalisé en quatre chapitres qui peuvent être ainsi résumés brièvement :

* Le premier chapitre, consacré aux caractéristiques fondamentales des lasers HCN et H_2O correspondant à la structure classique adoptée

permet de définir tous lesparamètres liés au fonctionnement du laser. Nous avons essayé de ne pas restreindre cette étude à une simple application des résultats généraux obtenus sur les lasers et de développer le plus largement possible les problèmes spécifiques aux lasers HCN et H_2O. En particulier, nous avons tenu à approfondir les mécanismes des réactions chimiques dont le laser HCN est le siège et dont l'importance accroît le nombre et la complexité des paramètres intervenant dans le fonctionnement du laser.

* Le second chapitre concerne la réalisation proprement dite du laser HCN et H_2O . Destiné ultérieurement à des mesures de fréquence de grande précision, l'ensemble expérimental a été conçu en accordant un rôle prioritaire à la stabilisation de fréquence. Les conditions optimales de stabilité en fréquence (pression de gaz faible, courant de décharge relativement faible conduisant à une raie laser aussi étroite que possible) ne sont pas les conditions optimisant la puissance lumineuse extraite. Afin de préserver une puissance suffisante compatible avec les conditions de stabilité en fréquence citées précédemment, nous avons donc construit une cavité de grandes dimensions (6 m,20 de longueur), sachant que l'intensité extraite évolue de façon quasi proportionnelle à la longueur de cavité. Pour la structure choisie, cette solution reste la seule vraiment efficace. D'autres solutions plus récentes, telles que les "lasers guides d'onde" permettent d'espérer des puissances supérieures avec des dimensions plus réduites, mais là encore les conditions de stabilité en fréquence sont actuellement mal définies (fonctionnement multimode).

* Le troisième chapitre porte sur les premiers résultats obtenus avec le laser, tels que l'exploration des modes de cavité, les mesures de puissance suivant les pressions partielles des gaz et l'intensité du courant de décharge, ou encore la définition des zones de stabilité de décharge . Le mode de couplage de sortie y est également évoqué. Ces résultats concernant d'ailleurs plus particulièrement le fonctionnement du laser HCN.

* Le quatrième chapitre décrit l'ensemble expérimental de détection Josephson et les moyens mis en oeuvre pour effectuer la mesure de fréquence et l'analyse spectrale du laser HCN-H_2O. Tout en rappelant

brièvement la théorie des jonctions Josephson et les principes généraux de détection hétérodyne, nous avons également tenu à souligner les particularités essentielles des dispositifs mis en place (contact supraconducteur Josephson, guidage du faisceau laser, etc.). Les premiers résultats obtenus avec le laser HCN constitueront la dernière partie de cette étude.

Chapitre I

CARACTERISTIQUES DES LASERS HCN et H_2O

Afin de justifier ultérieurement les choix effectués dans la réalisation de l'appareillage, nous résumons ici les principaux aspects théoriques et technologiques qui concernent les lasers à acide cyanhydrique et à vapeur d'eau. Les problèmes soulevés qui restent communs aux lasers moléculaires en général, peuvent être repris dans la conception d'autres lasers infra-rouges.

Cependant nous avons accordé une priorité à l'étude du laser à acide cyanhydrique, dont les raies les plus puissantes et les plus connues se situent à 337 µ et 311 µ. Le laser à vapeur d'eau avec ses raies à 118 µ, 78 µ, 28 µ, intervient comme complément de l'étude précédente. Ce choix correspond au prolongement chronologique d'un travail de détection Josephson réalisé d'abord en onde millimétrique[47],[48] et qu'il s'agit de développer dans l'infra-rouge lointain.

1.1. PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES LASERS A ACIDE CYANHYDRIQUE ET A VAPEUR D'EAU

1.1.1. Généralités sur le fonctionnement des lasers en Lointain Infra-rouge

Le laser à acide cyanhydrique et le laser à vapeur d'eau ont été les premiers lasers à émettre dans l'infra-rouge lointain (> 10µ)[1][2]. Ils sont la conséquence des tentatives d'extension du laser He-Ne dans ce domaine (à 28 µm)[3], et ont permis de prouver que l'on pouvait réaliser une inversion de population entre les niveaux de vibration-rotation de molécules polyatomiques en effectuant une décharge dans des gaz à faibles pression (0,1 Torr → qqs Torr).

De nombreuses investigations ont alors été entreprises afin de déterminer quelles sont les molécules susceptibles d'émettre des raies laser dans le lointain infra-rouge. On peut citer la découverte en 1968 du laser à SO_2[4] avec ses raies à 141 µ, 193 µ, 215 µ, puis celle du laser à H_2S en 1969[5] dont les raies s'échelonnent de 33 µ à 225 µ et plus récemment en 1972[6] la mise en évidence de raies laser à 102 µ, 119 µ, 122 µet

159 μ dues à la formaldéhyde H_2CO . Il faut d'ailleurs remarquer que ce sont des lasers pulsés, ce qui restreint en grande partie leur utilisation.

Mais ni la connaissance des spectres moléculaires, ni l'étude des processus directement mis en jeu dans l'émission du laser HCN[8] puis du laser H_2O[7] n'ont empêché que le nombre de lasers moléculaires reste limité. A cela, plusieurs raisons peuvent être invoquées. D'une part, des raisons dues aux propriétés intrinsèques des niveaux de vibration-rotation des molécules : temps de relaxation défavorable - faibles moments de transition - etc.

D'autre part, des caractéristiques défavorables de la décharge électrique : pourcentage négligeable de collisions efficaces entre électrons et molécules, dissociation ou ionisation excessive de ces molécules, etc. Pour pallier à ces derniers inconvénients en particulier, d'autres mécanismes d'excitation ont été envisagés tels que le pompage chimique ou le pompage optique direct. Ces dernières méthodes, d'ailleurs reprises à partir des lasers existant déjà dans d'autres domaines spectraux (laser à rubis, laser à CO_2). n'ont été expérimentées que très récemment dans le domaine du lointain infra-rouge ("FIR waveguide laser" [49],[50]). Il convenait en effet de disposer d'une source de rayonnement cohérent suffisamment puissante dont on puisse accorder la fréquence sur celle correspondant à une des raies d'absorption infra-rouge de la molécule à pomper. A défaut de source idéale continument accordable dans ce domaine, la solution la plus efficace a consisté à utiliser les différentes raies d'émission d'un laser à CO_2 comme source de pompage optique. Ces raies sélectionnées en asservissant très précisément la fréquence du laser CO_2 par des méthodes maintenant classiques sont suffisamment nombreuses et puissantes (quelques dizaines de watts) pour permettre un pompage optique efficace et relativement réglable en fréquence. De nombreuses raies laser en régime continu, s'échelonnant en longueur d'onde depuis quelques dizaines de microns jusqu'à plus d'un millimètre ont été observées récemment en pompant optiquement des gaz tels que le difluoroéthane ($C_2H_4F_2$), le difluoroethylène ($C_2H_2F_2$), l'alcool méthylique (CH_2 OH)[49] ou encore le cyanure de méthyle (CH_3CN) et l'ammoniaque (NH_3)[50] . Les gaz sont situés dans des guides d'onde cylindriques accordables en fréquence et munis d'un orifice permettant le couplage avec le rayonnement de pompage. De tels systèmes semblent ainsi présenter des avantages certains tels que la compacité de

l'appareillage (contrairement à ceux que nous décrirons) ou l'exploration quasi systématique des émissions lasers possibles dans les gaz moléculaires. Mais, en revanche, ils conduisent à des sources en lointain infrarouge peu puissantes (2 ou 3 milliwatts au plus) et rendent moins praticables des expériences nécessitant un rayonnement suffisamment puissant (transport du faisceau, prélèvement du rayonnement pour l'asservissement en fréquence du laser , etc.).

Le couplage avec la radiation de pompage, la limitation de la puissance de celui-ci (quelques dizaines de watts comparés aux kilowatts qu'il est possible de fournir dans une décharge électrique), les conditions de pression (<< 1 Torr) sont les causes essentielles de la faiblesse en puissance de telles sources infra-rouges.

1,1.2. Principe de fonctionnement du laser HCN

En 1964, Gebbie et al. ont obtenu une émission stimulée à 337 µ produite par une décharge pulsée dans l'acétonitrile (CH_3CN) à 1 Torr[2]. Deux années plus tard, ces mêmes auteurs ont observé l'émission laser à 337 µ et à 311 µ, mais en fonctionnement continu cette fois[10]. Depuis de nombreuses raies ont été détectées, les longueurs d'onde s'échelonnant de 284 µ à 773 µ, soit dans des décharges contenant du proprionitrile (C_2H_5CN)[9] soit plus couramment avec des mélanges tels que méthane-ammoniaque ($CH_{4+}NH_3$) ou méthane-azote ($CH_{4+}N_2$). Les rares tentatives effectuées avec de l'HCN pur ont été conduites dans une décharge et n'ont pas entraîné une augmentation de l'intensité laser.

Le tableau I reprend une énumération des raies observées en fonctionnement continu, ainsi que leur identification. Les raies à 337 µ et 311 µ restent cependant les plus puissantes : avec les lasers les plus performants, des puissances de quelques dizaines de milliwatts en régime continu et de l'ordre de 10 watts en régime pulsé ont été obtenues à ces longueurs d'onde. Leur identification, qui semble aujourd'hui ne plus être remise en cause, est due à Lide et Maki en 1967[11] quatre ans après leur mise en évidence. Pendant longtemps ces raies ont été attribuées à des transitions entre niveaux de vibration-rotation du radical CN[11]. Mais Mathias et Crocker, en 1965, montrèrent que l'effet Laser ne pouvait avoir lieu lorsque l'hydrogène était absent de la décharge et qu'un nouveau spectre était observé lorsqu'on remplaçait l'hydrogène par du deuterium.

Le diagramme proposé par Lide et Maki (fig. 1.A) fait apparaître que les niveaux à l'origine de la transition laser sont les niveaux de vibration de la molécule HCN caractérisés par les nombres quantiques $11^1 0$ et $04^0 0$, ces niveaux se trouvant environ à 2800 cm^{-1} au-dessus de l'état fondamental. Habituellement, bien que permise par les règles de sélection, ce type de transition dipolaire ne possède qu'un faible moment et n'a donc que peu de chance de se réaliser. Mais ici, Lide et Maki ont remarqué que par suite de la perturbation dite de Coriolis ces niveaux se recoupent lorsque le nombre de rotation a pour valeur J=10 et à un degré moindre lorsqu'il a pour valeurs J=9 ou J=11. En permettant une interaction entre ces deux niveaux, cette perturbation facilite également l'inversion de population qui rend compte ainsi de l'effet Laser.

Cette importante remarque a permis par la suite d'expliquer l'origine de nombreuses autres raies obtenues avec le laser HCN, ainsi que dans le laser H_2O (1.1.3).

TABLEAU I

Raies du laser HCN observées en régime continu

Longueur d'ondes (microns)	Identification
284	$11^1 0$, J = 12_+ → $11^1 0$, J = 11_-
310	$11^1 0$, J = 11_- → $11^1 0$, J = 10_+
311	$11^1 0$, J = 11_+ → $04^0 0$, J = 10
335	$04^0 0$, J = 10 → $04^0 0$, J = 9
337	$11^1 0$, J = 10_+ → $04^0 0$, J = 9
373	$04^0 0$, J = 9 → $04^0 0$, J = 8

Remarque :

Les longueurs d'onde encadrées correspondent aux raies les plus intenses. Les autres raies ne sont en fait observées que très rarement en régime continu. Correspondant à des transitions purement rotationnelles, l'obtention de ces raies nécessite une inversion de population difficile à réaliser en raison du temps de vie très court des niveaux rotationnels.

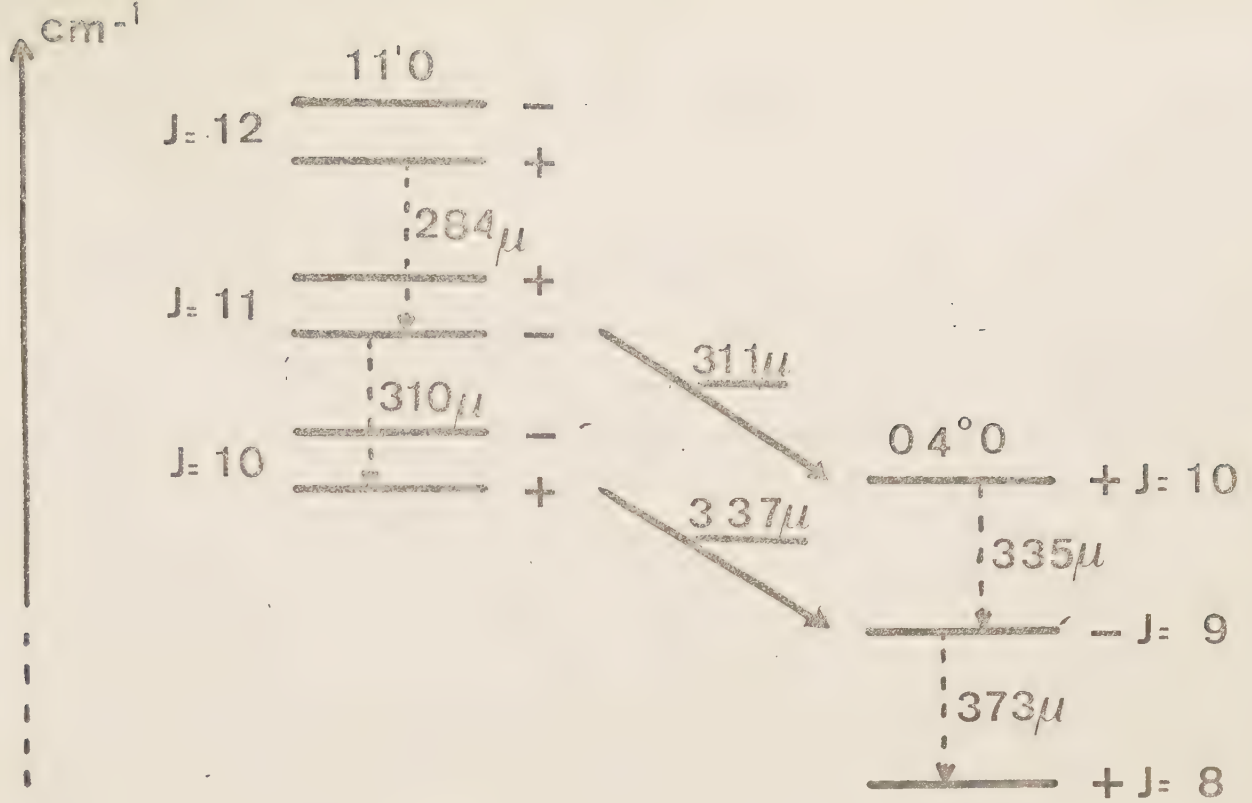


FIG.1a: Niveaux d'énergie de la molécule HCN participant aux transitions Laser.

⟶ Raies intenses.
⇢ Raies habituellement observées en régime pulsé.

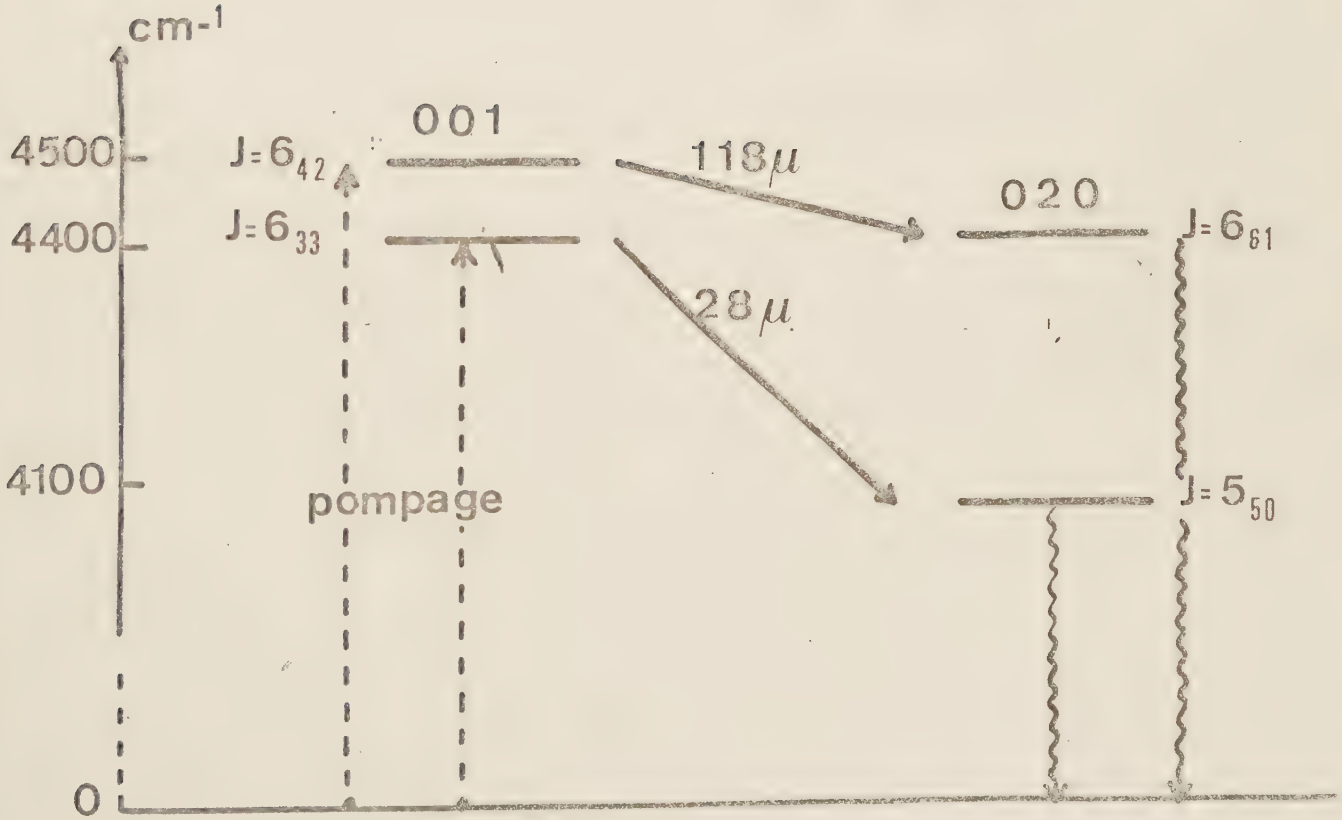


FIG.1b: Diagramme des émissions stimulées à 28μ et à 118μ du Laser H_2O.

1.1.3. Principe de fonctionnement du laser H_2O

Le déroulement des recherches entreprises dans l'identification des raies du laser H_2O, ainsi que du mécanisme de ces émissions stimulées présente de nombreux points communs avec celui du laser HCN. Aussi nous bornerons-nous à citer les étapes essentielles de son développement. Découvert en 1964 par Gebbie ainsi que Crocker et al., l'effet Laser fut directement attribué à la molécule d'H_2O en 1967 et non pas au radical OH^- qui pouvait être également envisagé. La mesure des temps de vie des niveaux participant à l'émission de la raie 118,65 µ ainsi que la mesure approximative du moment magnétique de la transition obtenue par l'effet Zeeman ont donné des résultats comparables à ceux qui pouvaient être attendus pour H_2O[13].

En 1968, à la suite des observations de Lide et Maki sur le laser HCN, les transitions laser ont été également identifiées dans le spectre de vibration-rotation de la molécule H_2O[14][15][16]. Les niveaux de vibration $\nu_1(1.0.0)$, $2\nu_2(0\ 2\ 0)$, $\nu_3(0\ 0\ 1)$, qui se recoupent à des valeurs de nombre de rotations identiques par suite de la "perturbation de Coriolis", sont à l'origine des transitions à fort moment dipolaire.

De nombreuses raies sont actuellement mises en évidence et identifiées ; nous énumérons celles qui sont produites en régime continu dans le tableau II.

Par ailleurs les expériences réalisées en régime pulsé[17] permettent d'avancer que les mécanismes d'excitation et de peuplement des niveaux supérieurs se font ici directement par les collisions électron-molécule dans la plupart des transitions. En figure 1.b nous donnons le modèle du laser H_2O à trois niveaux pour les raies à 28 µ et à 118 µ.

TABLEAU II

Raies du laser H_2O en régime continu

Longueurs d'ondes (μ)	Identification
27,974	001 , J = 6_{33} → 020 , J = 5_{50}
33,033	100 , J = 5_{14} → 020 , J = 4_{41}
47,251	020 , J = 9_{63} → 020 , J = 9_{54}
47,469	001 , J = 6_{33} → 020 , J = 6_{52}
47,693	020 , J = 6_{61} → 020 , J = 6_{52}
55,077	020 , J = 5_{50} → 020 , J = 5_{41}
78,455	100 , J = 8_{08} → 020 , J = 8_{35}
115,42	020 , J = 8_{35} → 020 , J = 8_{26}
118,65	001 , J = 6_{42} → 020 , J = 6_{61}
220,23	100 , J = 5_{23} → 020 , J = 5_{50}

Remarque :

Les raies encadrées, $\lambda \simeq 28$ μ, 78 μ, 118 μ sont les raies les plus intenses et d'obtention la plus facile en régime continu.

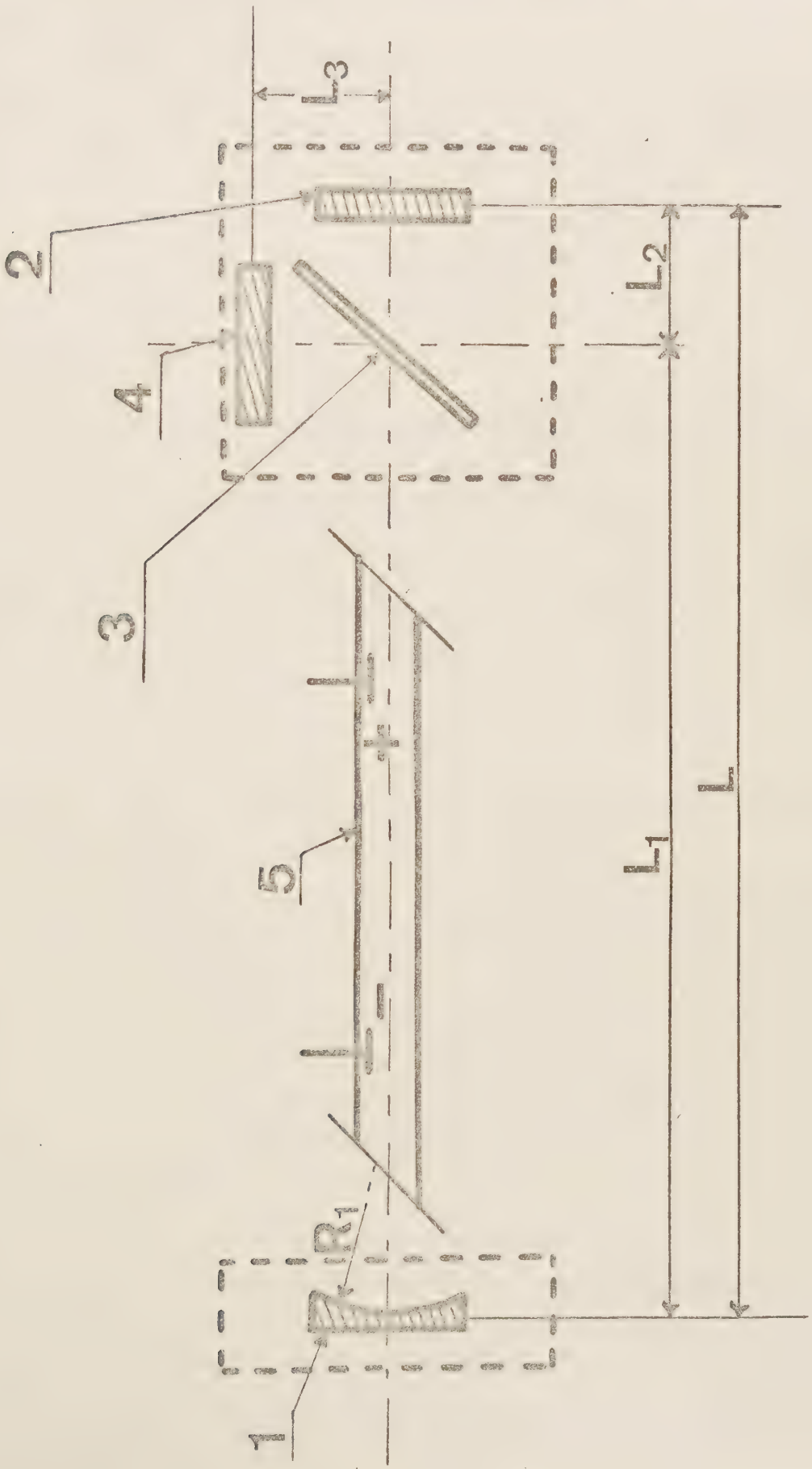
1.1.4. Schéma de principe

La figure 2 montre les éléments essentiels d'un laser en infrarouge lointain. Deux parties principales peuvent y être distinguées :

- la cavité optique proprement dite qui comprend les miroirs et la lame semi-transparente,
- le tube à décharge généralement constitué par un assemblage en verre où diverses dispositions des électrodes peuvent être choisies.

Les miroirs (1) et (2) constituent les deux miroirs principaux de la cavité. Leur distance L représente la longueur de cavité. La puissance est extraite grâce au miroir (4) et à la lame semi-transparente (3); cette méthode d'extraction est appelée montage interférométrique de

FIG. 2 : Schéma de principe du Laser Infrarouge
(Montage interférométrique de Michelson)



Michelson. Il existe bien d'autres méthodes d'extraction de la puissance, soit en ménageant un trou dans un des miroirs de cavité, soit en n'utilisant que la lame semi-transparente seule indépendamment du miroir (4) ce qui donne alors deux faisceaux distincts et symétriques, mais nous avons tenu à représenter la configuration qui sera utilisée par la suite.

Le miroir (1) est un miroir sphérique de rayon R_1 et le miroir (2) est un miroir plan. Lorsque R_1 est égal ou double de la longueur de cavité L, ce qui correspond à notre étude, le type de cavité ainsi représenté est appelé semi-confocal.

1.2. MODES DE CAVITE ET PURETE SPECTRALE DES LASERS HCN-H_2O

1.2.1. Conditions d'oscillation des modes de cavité

Si pour une radiation de longueur d'onde λ donnée, on appelle G_λ, la gain relatif du milieu actif appartenant au laser, α_R le coefficient de pertes par réflexion et α_D le coefficient de pertes par diffraction la condition d'oscillation de la cavité à la longueur d'onde λ s'écrit simplement :

$$G_\lambda \geqslant \alpha_R + \alpha_D \qquad (1)$$

G_λ, α_R et α_D sont généralement donnés par unité de longueur et pour un aller retour du faisceau à l'intérieur de la cavité.

Pour que l'émission laser soit possible, il est nécessaire que le gain G_λ soit supérieur aux pertes dès l'amorçage de l'oscillation, c'est-à-dire lorsque l'intensité du faisceau est encore quasi-nulle. Par suite de la saturation du milieu amplificateur laser (ce qui correspond à la saturation de la transition radiative), la cavité s'établira à un régime d'oscillations stables lorsque le faisceau aura atteint une certaine intensité ; pour un tel régime d'équilibre de la cavité le gain G_λ compensera alors directement les pertes.

A partir des considérations précédentes, il convient donc de distinguer le gain en fonctionnement G_{λ_f} qui est la somme directe de α_D et α_R du gain à l'amorçage $G_{o\lambda}$ encore appelé gain d'intensité nulle. Il apparaît également que l'intensité laser correspondant à la cavité stable sera fonction croissante du gain d'amorçage $G_{o\lambda}$. La connaissance de cette grandeur et les possibilités d'influer sur sa valeur sont donc fondamentales pour

le fonctionnement du laser. Pour effectuer la mesure directe de $G_{o\lambda}$, il s'agit de se placer dans des conditions telles que la cavité reste à la limite de l'oscillation, la mesure des coefficients de pertes α_D, α_R qui, elle, est accessible donnera ainsi la valeur de $G_{o\lambda}$. Une des méthodes utilisées[18] consiste à partir d'une cavité oscillante donnée et augmenter progressivement les pertes, (α_R par exemple) jusqu'à extinction de l'intensité laser. Une autre méthode est également exposée en annexe II dans le but d'étudier la dépendance de $G_{o\lambda}$ en fréquence.

Partant des diverses mesures expérimentales effectuées sur les différents termes de la condition (1) pour les lasers HCN-H_2O ainsi que de résultats théoriques généraux sur les lasers nous pouvons résumer l'étude des paramètres dont dépendent respectivement $G_{o\lambda}$, α_R, α_D de la façon suivante :

1.2.1.1. Le gain $G_{o\lambda}$: Pour les lasers HCN et H_2O, le gain $G_{o\lambda}$ aux fréquences laser proprement dites est généralement faible comparé à celui des lasers solides ou même du laser CO_2[18]. Le gain dépend de trois facteurs essentiels qui sont :

** - la nature du milieu laser, ceci renfermant toutes les caractéristiques du plasma de décharge que nous étudierons plus tard (mélange de gaz choisi, pression de fonctionnement, intensité du courant de décharge, température de plasma),

** - la structure de la décharge même ; en effet, pour certaines conditions du plasma de décharge et pour un choix convenable des électrodes les décharges dans les gaz moléculaires peuvent se présenter sous forme de stries lumineuses régulièrement espacées de la cathode à l'anode lorsque l'on travaille à des pressions voisines du Torr. En changeant les caractéristiques du plasma, il est possible d'ajuster la stabilité de ces stries et de passer ainsi du régime de "striations oscillantes" au régime de "striations fixes", de même qu'il est possible de revenir à un régime de décharge homogène (ou non striée) plus couramment observée dans les autres lasers à gaz. L'explication phénoménologique de ces stries ainsi que les raisons conduisant au choix d'un régime particulier de décharge seront exposées ultérieurement. Cependant, la mesure direction du gain $G_{o\lambda}$ d'un laser HCN de 150 mm de diamètre oscillant à 337 μ[18] a montré que le gain variait respectivement de 0.028 m^{-1} à 0,037 m^{-1} lorsque l'on passait d'une décharge à striations stables à une décharge homogène.

** - la géométrie de la cavité : plus particulièrement le diamètre du tube de décharge représente le troisième paramètre dont dépend le gain. En effet dans les conditions optimales de fonctionnement, le gain du laser varie de façon inversement proportionnelle avec le diamètre d du tube de décharge[47]

$$G_{o\lambda} = \frac{2.0}{a} m^{-1}$$ (pour une décharge en régime de striations stables)

$$G_{o\lambda} = \frac{2.35}{a} m^{-1}$$ (pour une décharge homogène)

a, étant exprimé en mm, (d = 2a).

1.2.1.2 : Le coefficient de pertes par réflexion α_R

Il dépend des coefficients de réflexion des miroirs de la cavité et de celui de la lame semi-transparente qui permet d'extraire la puissance (voir Annexe I). S'il s'avère réalisable d'optimiser les coefficients de réflexion des miroirs et d'atténuer au maximum l'absorption de la lame semi-transparente par un choix approprié des matériaux, il est en revanche impossible d'affaiblir le coefficient de réflexion de celle-ci, car c'est lui qui est à l'origine de la puissance extraite de la cavité. En fait, il s'agit d'établir un compromis entre la valeur de celui-ci et la faiblesse du gain qui permette d'optimiser la puissance extraite du laser. Nous reviendrons ultérieurement sur cette question dans le chapitre "Optimisation de la puissance". En anticipant la valeur du coefficient de réflexion de la lame semi-transparente (cf. 1.3.3) nous donnerons ici pour la cavité de longueur 6 m :

$$\alpha_R \approx 6{,}1\ 10^{-3}\ m^{-1}$$

1.2.1.3 : Le coefficient de pertes par diffraction

α_D dépend uniquement de la géométrie de la cavité dont les trois paramètres usuels sont les suivants

* $N = \frac{a^2}{L\lambda}$, appelé nombre de Fresnel où 2a désigne le diamètre des miroirs et L la longueur de la cavité

* $g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}$

* $g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$

où R_1 , R_2 désignent les rayons de courbures de chacun des miroirs.

La cavité est dite "stable" lorsque le faisceau reste dans la cavité ou plus exactement, si après avoir subi de multiples réflexions sur les miroirs de cavité un rayon initialement divergent a tendance à être ramené sur l'axe de la cavité. Cette condition est remplie pour :

$$0 < g_1 \, g_2 \leq 1 \qquad \text{Ref.(19)}$$

D'une manière générale, cette relation déduite à partir de considérations d'optique élémentaire permet de délimiter une région où il convient de choisir à priori les grandeurs R_1, R_2 et L. Ainsi les régions d'instabilité correspondent à des cavités où les pertes par diffraction risquent d'être élevées.

D'une manière plus précise, de nombreux articles de Fox et Li[20], [21], [22], de Boyd et Kogelnik[19] ont traité des pertes par diffraction dans les différents résonateurs optiques, pour différents modes d'oscillations de la cavité. Ces résultats obtenus par des méthodes de calcul informatique ne peuvent pas, en général, être résumés par une formule mathématique exhaustive. Il convient plutôt de déduire graphiquement la valeur du coefficient α_D connaissant N, g_1, g_2. Nous ne reproduirons ici que les graphiques publiés par Li[22] donnant $L\alpha_D$ dans le cas du mode fondamental d'oscillation de la cavité, pour des cavités symétriques ($R_1 = R_2$) ou semi-symétriques ($R_2 = \infty$).

Les cavités dissymétriques ($R_1 \neq R_2$, avec $R_1 \neq \infty$ et $R_2 \neq \infty$) ne présentent dans la pratique aucun intérêt particulier permettant de justifier leur utilisation.

Dans le cas d'une géométrie semi- symétrique ($g_2 = 1$) telle que g_1 soit inférieur à 0,5, il suffit pour évaluer $L\alpha_D$ de se reporter au calcul des pertes par diffraction $L'\alpha'_D$ de la cavité symétrique de longueur double telle que l'on ait $g' = g_1$; la cavité semi-symétrique donnée pourra alors être considérée comme la demi-cavité symétrique correspondante et l'on obtiendra $\alpha_D = \alpha'_D/2$. Cette approximation n'est plus possible lorsque

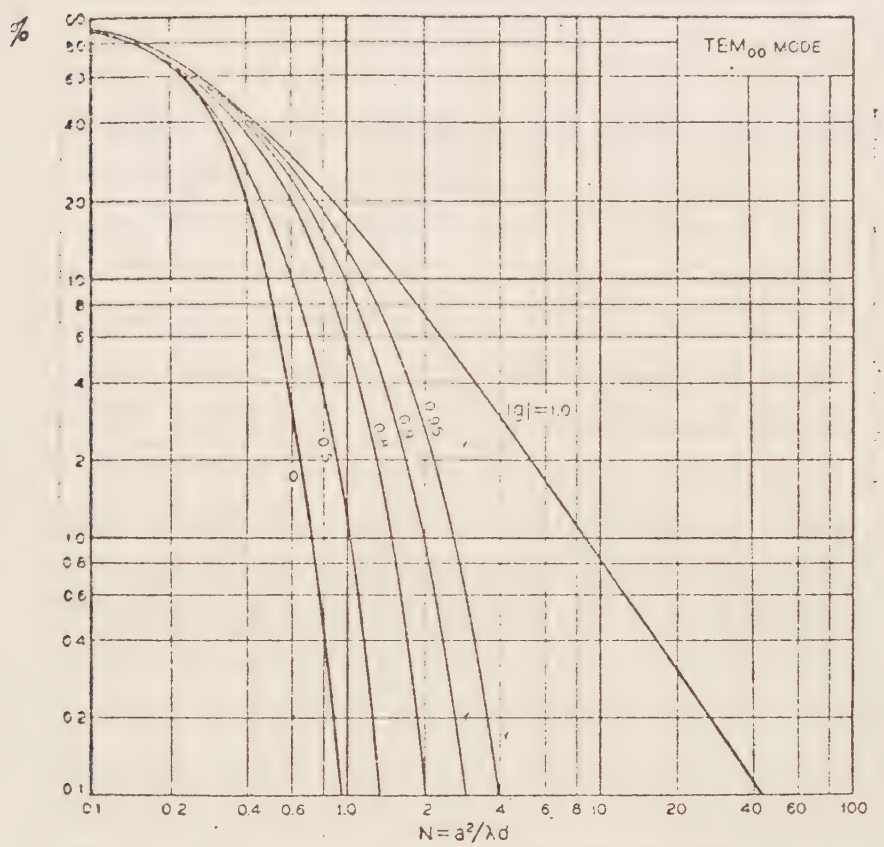


FIG.4 ; Pertes par diffraction pour un aller retour du faisceau
Mode fondamental $TEM_{q,o,o}$ -Cavité symétrique -

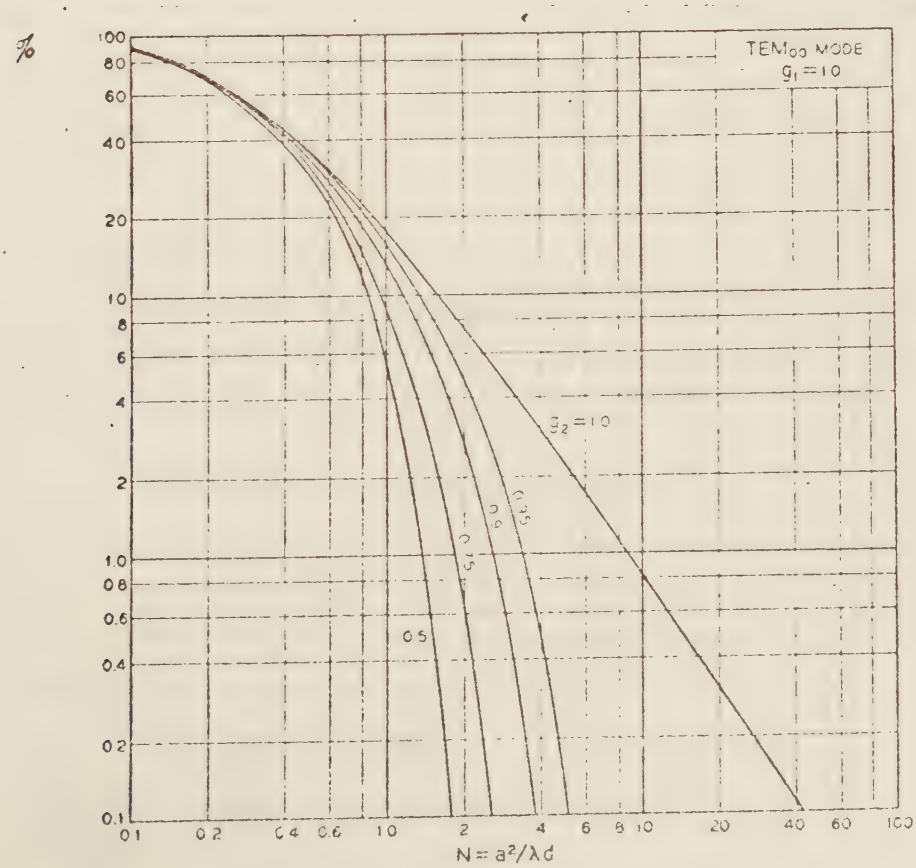


FIG.4 ; Pertes par diffraction pour un aller retour du faisceau
Mode fondamental $TEM_{q,o,o}$ - Cavité semi-symétrique.

($g_1 > 0,5$, $g_2=1$) car les pertes par diffraction au niveau du miroir plan ne sont plus négligeables, ce qui explique le graphique figure 4).

Le choix d'une configuration particulière de cavité dépend de nombreux critères dont les principaux sont la minimisation des pertes par diffraction, la sélectivité des modes, l'optimisation du volume des modes, la facilité et la fiabilité de l'alignement des miroirs. Alors que la condition de minimisation des pertes par diffraction semble être essentielle et générale pour le bon fonctionnement du laser, la sélectivité des modes qui caractérise l'atténuation des modes d'ordre élevé par rapport au mode fondamental correspondra à une condition de fréquence (fonctionnement monomode du laser), l'optimisation du volume occupé par les modes correspondra à une exigence du point de vue de la puissance du laser et la facilité et fiabilité de l'alignement pourra être envisagée d'un point de vue pratique, non négligeable dans le cas particulier des cavités de grandes dimensions. Bien qu'il soit difficile d'établir une classification précise des différentes cavités, les critères énumérés ci-dessus permettent de définir cinq types de cavité principaux :

- les cavités "plan-parallèle" $R_1=R_2=\infty$
- les cavités avec miroirs de grands rayons $(R_1>>L)$ $(R_2>>L)$
- les cavités focales $(R_1=R_2=L)$
- les cavités semi-concentriques $(R_1= L, R_2= \infty)$
- les cavités semi-confocales $(R_1= 2L , R_2=\infty)$

Ces cavités appartiennent toutes au domaine ou à la limite du domaine des cavités dites stables. Elles présentent chacune des particularités d'utilisation, et partant des différents articles cités précédemment nous résumons les conclusions essentielles à notre étude :

- les cavités de type plan parallèle sont les moins performantes en ce qui concerne la sélectivité des modes et donnent de grandes valeurs pour α_D. Elles ont aussi l'inconvénient d'un alignement délicat. En revanche, elles permettent un volume de modes très grand (à la limite, celui du tube laser dans le cas d'un alignement parfait).

- les cavités équipées de miroirs ayant de grands rayons de courbure présentent elles aussi un volume de modes très grand, sans cependant

posséder de manière aussi prononcée les défauts des cavités plan-parallèle. Elles apparaissent souvent comme les plus performantes lorsqu'il est souhaitable d'obtenir une grande puissance de sortie.

- les cavités confocales(ou presque confocales) sont les plus performantes en ce qui concerne la minimisation des pertes par diffraction ainsi que la sélectivité des modes. Par contre cette géométrie restreint fortement le volume occupé par les modes et diminue ainsi le nombre des molécules mises en jeu dans l'effet Laser.

- les cavités semi-concentriques permettent d'obtenir un faisceau laser très étroit, focalisé à la sortie (miroir plan). Mais cet avantage est fortement contrebalancé par les pertes par diffraction au niveau du miroir sphérique qui risquent d'être non négligeables de par la taille maximale du faisceau en cet endroit.

- les cavités semi-confocales ($R_1 \simeq 2L$, $R_2 = \infty$), tout en assurant un volume de mode important, présentent des pertes par diffraction faibles, comparables à celles de la structure confocale : les cavités semi-confocales sont les cavités demi-symétriques ($R_2 = \infty$) qui présentent les plus faibles pertes par diffraction (voir graphiques de Li). Elles apparaissent donc comme possédant des propriétés intermédiaires entre celles citées pour les résonateurs confocaux et celles correspondant aux cavités avec miroirs de grands rayons de courbure. C'est ce type de configuration que nous avons adopté pour notre cavité

$$\begin{cases} R_1 \simeq 15 \text{ m}, \quad L \simeq 6{,}2 \text{ m}, \quad R_2 = \infty \\ \\ N = 1{,}2 \end{cases} \qquad \begin{cases} g_1 \approx 0{,}5, \quad g_2 = 1 \\ \\ \end{cases}$$

La figure 3 nous permet de déduire le coefficient de pertes par diffraction α_D à partir des pertes totales :

$$2\,\alpha_D L = 1\%$$

il en résulte $\alpha_D \quad 0{,}83\ 10^{-3}\ m^{-1}$.

1.2.2. Structure et arrangement des modes de cavités dans les lasers HCN et H_2O

1.2.2.1. Modes de la cavité passive

Les modes $TEM_{q,m,n,}$ rendent compte de la distribution du champ électromagnétique à l'intérieur de la cavité. Ils se divisent en deux catégories :

- les modes longitudinaux (m=0, n=0), encore appelés modes fondamentaux, sont tels que la longueur de cavité est proportionnelle à leur demi-longueur d'onde $L = q\frac{\lambda}{2}$. Ils sont les plus faciles à obtenir, car les pertes par diffraction restent faibles quel que soit l'indice q.

- les modes transversaux (m, n, non tous nuls) correspondent à des configurations de champ plus compliquées et subissent des pertes par diffraction fortement croissantes avec les indices m et n.

Pour un mode $TEM_{q,m,n}$ donné, la longueur de cavité L et les indices du mode sont reliés par les conditions de résonance*(23)

$$L = \frac{\lambda_{q,m,n}}{2}\left[q + \frac{1}{\pi}(2m+n+1)\arccos\sqrt{(1-\frac{L}{R_1})(1-\frac{L}{R_2})}\right] \qquad (2)$$

Pour une cavité "presque semi-confocale" avec $R_2 = \infty$, et $L = 0,4\ R_1$, comme celle que nous décrirons par la suite la fréquence $\nu_{q,m,n}$ d'un mode est donc liée à la longueur de cavité par :

$$\nu_{q,m,n} = \frac{c}{2L}\left[q + 0,23\ (2m + n + 1)\right] \qquad (3)$$

La figure 5 représente la distribution en fréquence des modes transverses d'ordre le plus bas autour du mode longitudinal $TEM_{q,o,o}$ pour une telle cavité dont la longueur est ≃ 6 m. Nous omettons volontairement les modes transverses tels que 2m + n > 3 ; ils correspondent en effet à des pertes par diffraction trop importantes pour pouvoir être normalement observés en régime continu. Il apparaît ainsi que l'espacement

---

* Cette relation établie pour une cavité à deux miroirs est légèrement modifiée dans le montage interférométrique de Michelson, mais cette modification reste cependant négligeable étant donné la faiblesse de la perturbation introduite par le troisième miroir et le coupale avec la sortie.

minimal entre modes de la cavité passive est

$$\Delta\nu_M = 3 \quad \text{MHz}$$

Afin de poursuivre l'investigation des modes qui peuvent osciller dans la cavité en présence de milieu actif ($HCN-H_2O$), il nous faut également connaître la largeur de la raie de transition laser considérée.

1.2.2.2. Largeur de raie laser

L'élargissement de la raie de transition laser dans les lasers à gaz présente deux aspects différents, liés à deux séries de causes différentes (voir Annexe II).

Le premier type d'élargissement est l'élargissement "homogène" de la raie. Celui-ci rend compte essentiellement des temps de relaxation des niveaux excités et contribue à une forme de raie du type Lorentzien dont la largeur intrinsèque est $\Delta\nu_o$. La valeur de $\Delta\nu_o$ dépend essentiellement de la pression des gaz et par là même du nombre de collisions relaxatrices des molécules. On a montré ainsi que, pour la vapeur d'eau, $\Delta\nu_o$ croissait linéairement avec la pression[24] au voisinage d'un Torr. Afin de mesurer $\Delta\nu_o$, il convient évidemment de séparer cette cause d'élargissement de raie de toute autre cause d'élargissement.

Deux solutions sont possibles ; l'une consistant à l'observation du "Lamb dip" sur lequel nous reviendrons, l'autre obligeant à travailler à pression suffisante pour que l'élargissement homogène l'emporte sur les autres types d'élargissement. Dans ce dernier cas, ainsi que le montre l'Annexe II, l'étude de la "largeur de raie apparente" $\Delta\nu_{app}$ introduite par la contribution propre de la cavité permet de déterminer $\Delta\nu_o$. Ainsi des mesures faites dans le cas de HCN[42] ont permis de trouver que pour des pressions allant de 0,6 Torr à 1,1 Torr, $\Delta\nu_o$ variait de 2,9 MHz à 5,4 MHz de façon quasi proportionnelle à la pression.

Le second type d'élargissement est provoqué par l'effet Doppler. Il est de nature inhomogène parce que l'effet Doppler divise l'ensemble des molécules du gaz en classes de molécules relativement à la valeur de leur vitesse dans la direction de l'axe du laser, et introduit donc un élargissement $\Delta\nu_D$ lié à la distribution thermique des vitesses.

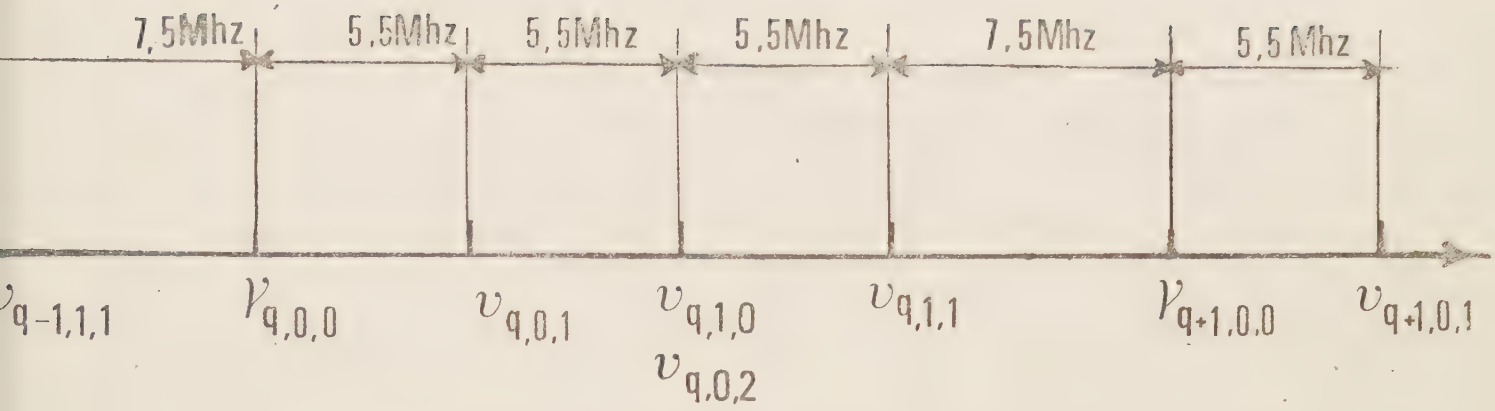


FIG.5 ; Distribution des modes de cavité au voisinage du mode fondamental $TEM_{q,0,0}$ pour une cavité presque semi_confocale.

- $L = 6m20$, $R_1 = 15m$, $R_2 = \infty$ -

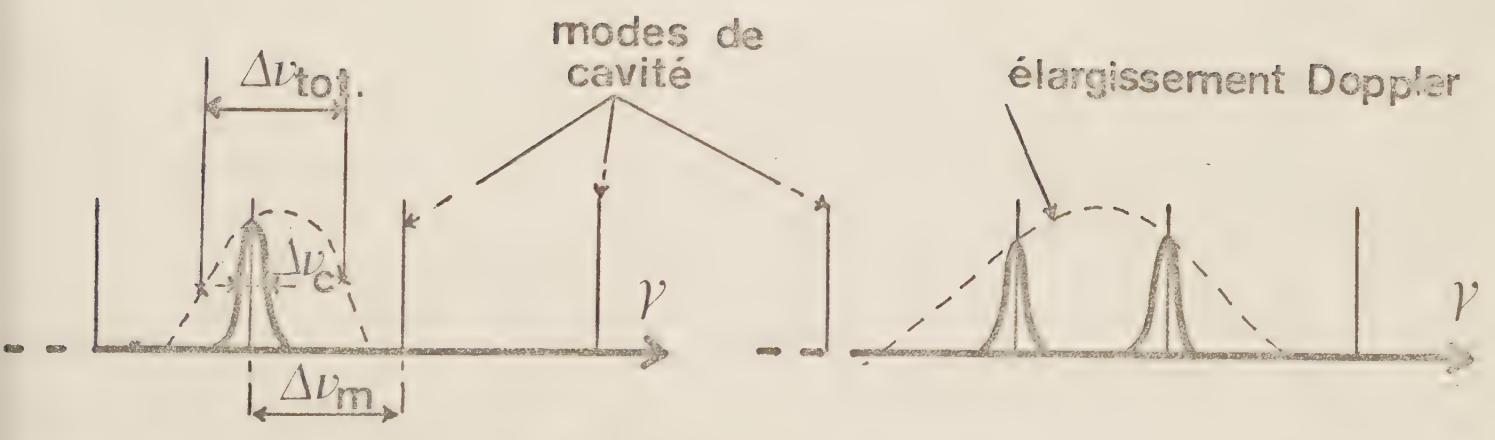


FIG.6 : a) Laser HCN monomode b) Laser H_2O multimode

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_o}{c}\left[\frac{2RT}{M}\ \mathrm{Log}\ 2\right]^{1/2} \qquad (4)$$

(voir Annexe II)

avec ν_o , fréquence centrale de raie laser

c , vitesse de la lumière dans le vide = $3\ 10^8$ m/sec.

R , constante des gaz parfaits = 8,31 J/°

T , température approximative du gaz = 600°K

M , masse de la molécule

$M_{HCN} = 27$ g , $M_{H_2O} = 18$ g.

Le tableau III nous donne l'élargissement $\Delta\nu_D$ pour les raies laser HCN à 337 μ et 311 μ et pour les raies du laser H_2O à 118 μ, 78 μ et 28 μ.

TABLEAU III

Raies Laser	HCN		H_2O		
	337 μ	311 μ	118 μ	78 μ	28 μ
$\Delta\nu_D$	3,14 MHz	3,4 MHz	9 MHz	13,6 MHz	38 MHz

L'effet Doppler est proportionnel à la fréquence correspondant à chaque raie, et apparaît prédominant pour les lasers à gaz dans la majeure partie des cas.

★ L'élargissement total de la raie résulte des deux élargissements cités précédemment. Ainsi que le montre l'Annexe II, il n'en est pas la superposition exacte car les deux élargissements n'ont pas la même nature. Les résultats sont donnés pour le laser HCN ; ils montrent que l'élargissement homogène prédomine lorsque la pression dépasse 0,5 Torr alors que l'effet Doppler est plus important aux faibles pressions. On obtient ainsi une largeur totale de raie qui varie de 4,9 MHz à 6,8 MHz lorsque la pression varie de 0,5 T à 1,1 Torr.

Pour le laser H_2O la situation est différente, car ainsi que le prouve le tableau III, l'effet Doppler est la cause essentielle de la largeur de raie.

1.2.2.3. Bande passante de la cavité passive aux modes $TEM_{q,m,n}$:

Pour une cavité passive quelconque, la bande passante $\Delta\nu_c$ est définie en fonction de son facteur de qualité Q par la relation :

$$\Delta\nu_c = \frac{\nu_o}{Q} \qquad (5)$$

ν_o étant la fréquence d'oscillation.

Le facteur de qualité de la cavité peut être défini par :

$$Q = \frac{4\pi L}{\lambda x \text{ Pourcentage de pertes pour un aller-retour du faisceau dans la cavité}} \qquad (6)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda\,(\alpha_R + \alpha_D)}$$

Compte tenu des valeurs de α_R et α_D citées précédemment (cf. 1.2.1.2 et 1.2.1.3) nous trouvons :

$$Q = 2{,}66\ 10^6 \qquad \text{et} \qquad \Delta\nu_c = 0{,}33 \text{ MHz.}$$

Cette largeur de bande de la cavité passive s'ajoute à la largeur de raie homogène $\Delta\nu_o$ pour donner la "largeur homogène apparente" de la raie laser (ces deux élargissements sont en effet du type Lorentzien).

1.2.2.4. Bande passante de la cavité active :

La bande passante de la cavité en présence du milieu amplificateur représente en fait la largeur théorique de la raie émise à la sortie du laser. Dans le cas d'un résonateur parfait en fonctionnement tel qu'il a été présenté en 1.2.1 où le gain du milieu amplificateur compenserait exactement les pertes de la cavité passive (diffraction réflexion sur les miroirs, couplage de sortie), les pertes apparentes seraient ainsi nulles, le coefficient de qualité infini et le rayonnement obtenu parfaitement monochromatique. En réalité, deux restrictions importantes sont à apporter à ce résultat idéal :

- la première, d'ordre théorique, tient au fait que l'on a négligé le bruit optique du résonateur. En effet une partie de la radiation émise à la longueur d'onde considérée est due à la transition spontanée entre niveaux participant à l'effet laser et se trouve ainsi indépendante du rôle d'amplification de la cavité liée au phénomène de transition stimulée. Le gain $G_{\lambda f}$ ne compense donc les pertes α_R et α_D qu'au pourcentage de bruit d'émission spontanée près, ce qui se traduit virtuellement par une diminution du coefficient de qualité de la cavité. La largeur de raie qui en résulte peut être donnée par :

$$\Delta\nu_{theo} = \frac{2\pi (\Delta\nu_c)^2 P_{spon}}{P_{totale}} \quad , \qquad (7)$$

$\frac{P_{spon}}{P_{totale}}$ représente le pourcentage de puissance émise sous forme d'émission spontanée.

Cette formule obtenue par une "approche linéaire" du problème d'oscillation du résonateur optique et pour une raie laser de nature homogène, ne constitue qu'une approximation au premier ordre dans le cas général (ref. 51). Elle permet néanmoins d'obtenir un ordre de grandeur suffisant de $\Delta\nu_{théo}$ qui est au plus de quelques Hz pour les lasers à gaz.

- la deuxième restriction, "d'ordre expérimental" sur laquelle nous reviendrons au prochain chapitre est due au fait que l'analyse spectrale de la sortie du laser ne peut être effectuée qu'en un temps donné et que par là même toutes les instabilités thermiques, mécaniques, etc., de la cavité ayant lieu dans ce laps de temps entraîneront des fluctuations en fréquence de l'accord de cavité. Ces fluctuations qui donneront naissance à la largeur de raie apparente de la sortie laser, "masquent" d'ailleurs la largeur de raie théorique donnée précédemment dans la plupart des cas. En particulier pour les lasers HCN-H_2O, les largeurs de raie de la sortie laser mesurées sont de l'ordre de quelques kilohertz, lorsque l'on travaille dans des conditions de stabilité déjà très acceptables.

1.2.2.5. Conclusions :

Des résultats obtenus dans les parties 1.2.2.(1,2 et 3) pour la cavité considérée, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- En ce qui concerne le laser HCN et ses raies à 337 μ et 311 μ, la largeur de raie (homogène ou inhomogène), compte tenu de la bande passante de la cavité passive reste au plus de l'ordre de grandeur de l'espacement minimal $\Delta\nu_M$ entre les modes principaux de la cavité. Il en résulte que l'oscillation ne pourra prendre naissance dans la cavité que pour un mode donné dans la plupart des cas, ainsi qu'on peut le voir sur la figure 6.a. Le laser HCN apparaît donc comme un laser monomode, ce qui est une qualité essentielle, du point de vue source de fréquence.

- Par contre, pour le laser H_2O et ses raies à 118 μ , 78 μ , et 28 μ l'élargissement Doppler est bien supérieur à $\Delta\nu_M$. Le laser H_2O sera donc susceptible d'avoir un fonctionnement multimode (voir figure 6.b).

1.2.3. "Lamb-dip" et profil de raie pour les transitions saturées

Nous n'avons pas tenu compte jusqu'à maintenant du profil de la raie d'émission laser. En effet la connaissance des largeurs de raies classiques (type gaussien ou Lorentzien) suffisait à déterminer l'arrangement des modes d'oscillation dans la cavité. Cependant, pour stabiliser en fréquence un laser HCN-H_2O, il apparaît nécessaire d'approfondir l'examen du profil de la raie sur laquelle on désire le stabiliser.

* La théorie de Lamb[26] dont les vérifications expérimentales sont maintenant nombreuses, a permis de justifier l'existence d'un creux, "Lamb dip" au centre de la raie pour les lasers moléculaires. Ce phénomène se produit lorsque l'élargissement de la raie est de nature inhomogène, ce qui correspond à l'effet Doppler pour les lasers à gaz. Il rend compte de l'interaction non linéaire des molécules du gaz avec le champ électromagnétique de la cavité et de la saturation de la transition laser pour les molécules qui émettent à la fréquence centrale de la raie Doppler.

En effet, une onde lumineuse "plane monochromatique" peut détruire l'équilibre thermodynamique spécifiquement d'une classe de molécules de vitesse axiale donnée (telles que leurs fréquences de résonance, déplacées par effet Doppler, soient celles de l'onde) à condition d'être assez intense pour dominer les processus de relaxation qui ont tendance à rétablir l'équilibre thermodynamique.

Dans un laser, on peut considérer que l'onde stationnaire à une fréquence donnée est une combinaison de deux ondes de même fréquence se propageant dans des directions opposées. Ces deux ondes vont donc détruire l'équilibre thermodynamique de la même classe de molécules, lorsque leur fréquence sera celle du centre de la raie Doppler ν_o et lorsque la classe de molécules considérée sera celle de vitesse axiale nulle (axe du laser).

Ceci va se traduire par une saturation de l'amplification laser au centre de la raie et comme le montre l'Annexe II on verra apparaître soit un méplat, soit un creux appelé "Lamb-dip".

* La mise en évidence du "Lamb dip" dans le profil de raie laser peut se faire de diverses façons :

- soit, directement en balayant le profil de raie avec un spectromètre à haute résolution,

- soit, indirectement, en observant le "Lamb dip Inversé". Cette méthode consiste à introduire en série avec le milieu laser une cuve d'absorption comprenant du gaz dont une des raies d'absorption coïncide avec la raie d'émission laser. On remplace ainsi l'amplification saturée par l'absorption saturée. L'avantage en est le suivant : Si la raie d'absorption est plus étroite que la raie d'émission laser, ce qui est fréquent pour les raies d'absorption moléculaire, on observe alors un pic très prononcé, là où se trouvait auparavant le "Lamb-dip".

La première méthode a été utilisée dans le cas du laser à H_2O pour lequel le phénomène est plus prononcé et le Lamb dip a été observé pour différents modes de cavité[24].

La seconde méthode expérimentée initialement avec le laser He-Ne[27] a également été utilisée pour le laser HCN[25] ; la cuve d'absorption comprenait du difluorétylène $CF_2 = CH_2$ à faible pression dont une des raies d'absorption coïncide avec la raie à 337 μ du laser HCN.

* De manière générale, ainsi qu'il a été vu précédemment, le "Lamb-dip" est observable lorsque l'élargissement prédominant de la raie d'émission est dû à l'effet Doppler. C'est pourquoi sa mise en évidence

est délicate dans le cas du laser HCN où l'élargissement homogène concurrence en largeur celui dû à l'effet Doppler. Inobservable à pression "élevée" (supérieure à 1 Torr) il pourrait être mis en évidence pour des pressions voisines de 10^{-1} Torr. Dans le cas du laser H_2O, l'effet Doppler est largement prédominant comme dans la plupart des lasers infrarouges aussi le "Lamb-dip" est-il facilement observable pour de nombreux modes de cavité.

Comme le montre l'Annexe II, le "Lamb-dip" a une largeur voisine de celle correspondant à la raie homogène $\Delta\nu_o$ pour la pression de travail, ceci est d'autant plus vrai que l'effet Doppler est prépondérant. Par suite, comme la largeur de raie homogène, la largeur du "Lamb dip" augmente avec la pression de la décharge. En effet l'augmentation de pression et donc du nombre de chocs moléculaires (collisions relaxatrices), provoque une décroissance rapide des temps de relaxation et une augmentation correspondante de la largeur de raie naturelle.

Cette relation a été vérifiée expérimentalement pour le laser H_2O[24] où une relation sensiblement linéaire a été établie entre la largeur du creux et la pression :

(par exemple pour la raie à 118 μ) $\Delta\nu_L = (0{,}5 + 10p)$ MHz (8)

p, exprimé en Torr (pour p < 1 Torr)

Parallèlement à ce résultat, on constate que la profondeur du creux diminue jusqu'à disparaître totalement lorsque l'augmentation de pression est excessive.

* En conclusion, chaque fois que la largeur de la raie laser est causée principalement par l'effet Doppler, l'obtention du Lamb-dip permettra de disposer d'un profil plus fin à l'intérieur même de la raie. Il sera ainsi mis à profit, chaque fois qu'il est possible, dans le processus de stabilisation de la fréquence laser au milieu de la raie qui correspond à la fréquence centrale ν_o.

1.3. DESCRIPTION ET MODE D'EXTRACTION DU FAISCEAU

1.3.1. Description du faisceau dans la cavité

A chaque mode de cavité correspond une distribution particulière du champ électromagnétique et par là même une configuration particulière du faisceau lumineux que l'on extrait de la cavité. Aussi il serait vain de donner un tableau exhaustif de toutes les configurations possibles du faisceau pour chaque mode de cavité. Nous nous limiterons à décrire le faisceau correspondant au mode fondamental (TEM_{qoo}) et à évaluer sa divergence et son diamètre de sortie, ses principales caractéristiques en vue de son utilisation. Nous retiendrons pour mémoire que la divergence et le diamètre des faisceaux correspondant aux modes transverses sont nettement supérieurs à ceux du mode fondamental.

Boyd et Kogelnik[23] ont montré que la distribution du champ électromagnétique sur les miroirs correspondant à un mode fondamental TEM_{qoo} est gaussienne. Pour connaître les caractéristiques du faisceau à l'intérieur de la cavité et en déduire celles du faisceau de sortie, il suffit d'étudier la propagation d'un faisceau gaussien, dans la cavité. Nous nous bornerons à rappeler ici les résultats essentiels de cette étude entreprise par Kogelnik et Li[28] et par Maitland A., et Dunn[29].

Il existe, en fait, deux faisceaux à l'intérieur de la cavité l'un se propageant dans la direction +z de l'axe de la cavité, l'autre se propageant dans la direction -z. Le calcul montre que ces deux faisceaux ont en un point de coordonnée z, la même distribution d'intensité et qu'ils sont confondus, le faisceau réfléchi par la lame semi-transparente qui sort de la cavité, aura donc lui aussi la même distribution de champ. Si on suppose le champ polarisé suivant l'axe Ox, la distribution du champ électrique dans la cavité s'écrit :

$$E_x = E_{o,x}\left(\frac{W_o}{W}\right) \exp\left[-i(kz+\phi)-(x^2+y^2)\frac{ik}{2}\left(\frac{1}{R}-\frac{2i}{kW^2}\right)\right] \qquad (9)$$

$$\text{avec} \quad W(Z) = W_o\left(1+(2z/k\,W_o^2)^2\right)^{1/2} \qquad (10)$$

représentant la demi-largeur à 1/e de la distribution radiale en amplitude du champ électrique au point de coordonnée z.

$$R(z) = z\left[1 + (W_o^2 k/2z)^2\right] \qquad (11)$$

est le rayon de courbure du front d'onde au point z.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad (12)$$

$$\phi = \text{arctg}\ (k W_o^2/2z) \qquad (13)$$

W_o représente la demi-largeur minimale du faisceau (en amplitude de champ électrique) située au point de coordonnée z=0. Ce point correspond également à un front d'onde plane (R=∞). Il est cependant plus commode de définir le diamètre d(z) du faisceau en intensité ($\alpha\ E_x^2$) correspondant à une atténuation de 1/e par rapport à l'intensité existant sur son axe. L'intensité est en effet la grandeur mesurable

$$d^2(z) = d_o^2\left[1 + \left(\frac{2\lambda z}{\pi d_o^2}\right)^2\right] = 2\,W^2(z) \qquad (14)$$

d_o représente le diamètre minimum du faisceau, en intensité cette fois-ci, au point z=0, appelé point de pincement du faisceau .

Pour une configuration de cavité donnée (R_1, R_2, L) , Kogelnik et Li[28] ont calculé la position du point de pincement (Z_1,Z_2) par rapport aux deux miroirs, ainsi que la valeur du diamètre de pincement d_o :

$$z_1 = \frac{-(R_2-L)}{R_1+R_2-2L} \qquad (15)$$

$$z_2 = \frac{L(R_1-L)}{R_1+R_2-2L} \qquad (16)$$

$$d_o^4 = \left(\frac{2\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{L(R_1-L)(R_2-L)(R_1+R_2-L)}{(R_1+R_2-2L)^2} \qquad (17)$$

La relation (14) permet ainsi de connaître la largeur du faisceau au niveau de chacun des miroirs de la cavité, ce qui est une autre façon d'estimer les pertes par diffraction d'une cavité donnée. En effet, le diamètre du faisceau doit être relativement inférieur à celui des miroirs afin de limiter les pertes par diffraction de la cavité.

FIG.7 : Distribution du faisceau dans la cavité.

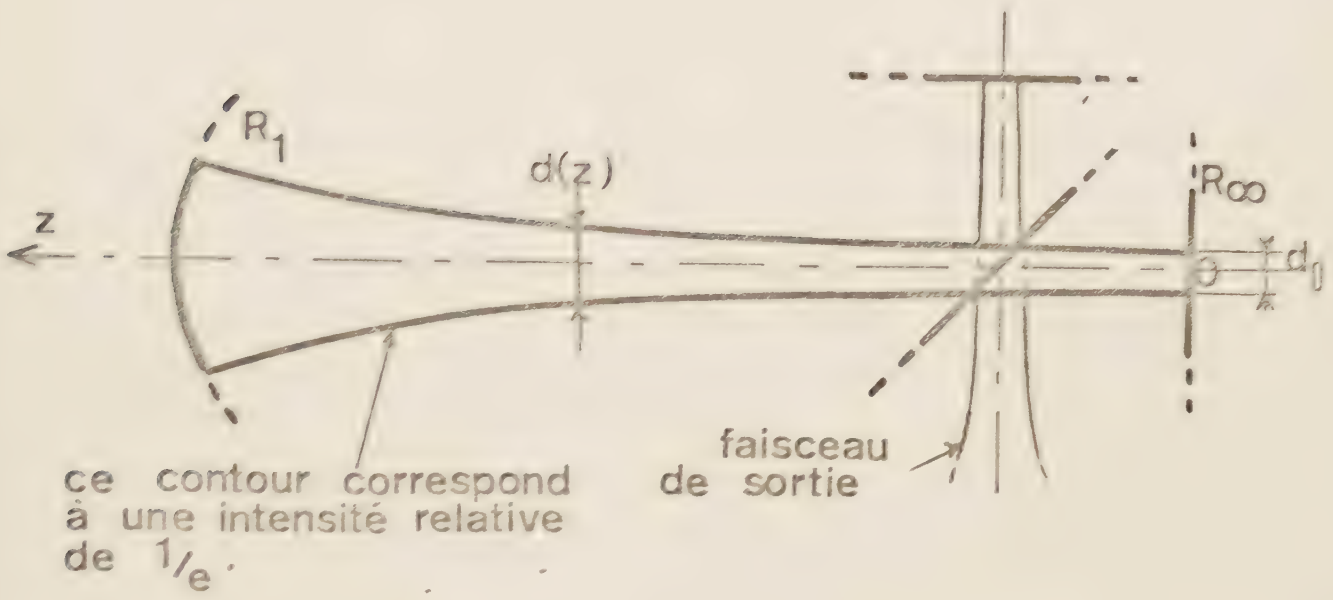
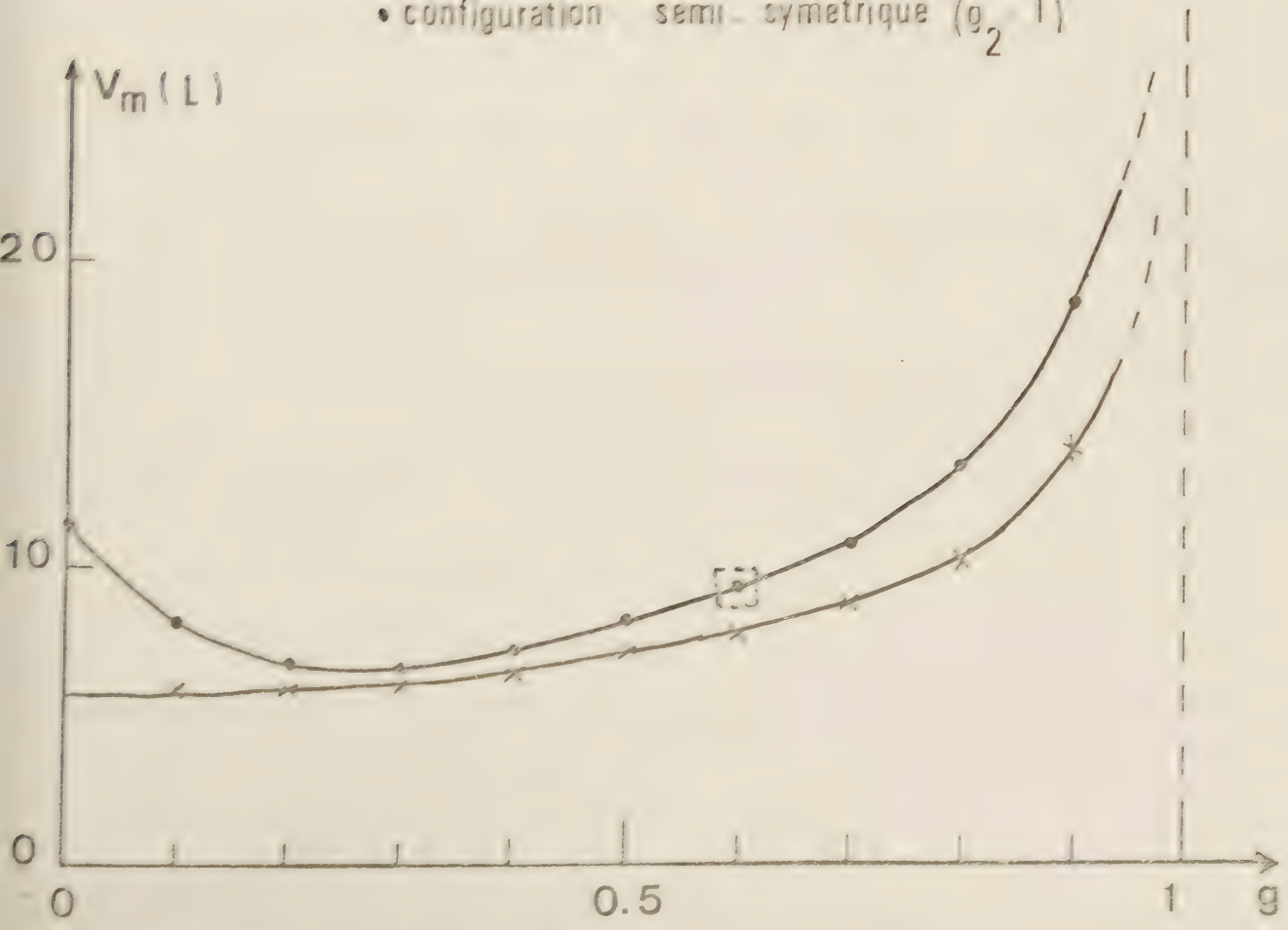


FIG.8 : Volume de mode fonction de la configuration des miroirs.

× configuration symetrique ($g_1 = g_2$)

• configuration semi-symetrique (g_2 1)



Par ailleurs, l'ensemble des relations (15), (16), (17) nous donnent également le volume des modes V_M qui est défini par :

$$V_M = \int_{-z_1}^{z_2} \frac{\pi d^2(z)}{4} \, dz \qquad (18)$$

et dont l'importance ressortira dans la discussion sur l'optimisation de la puissance du laser (cf. 2.2.1).

* Nous avons représenté en figure 7 les variations du volume de modes V_M en fonction des paramètres $g_1=g_2$ pour une cavité symétrique de longueur L = 6,2 m et en fonction du paramètre g_1 pour une cavité demi-symétrique de la même longueur ($g_2=1$).

* La figure 8 représente l'allure du faisceau à l'intérieur de la cavité preque semi-confocale décrite précédemment ($R_2=\infty$, L=6,2 m =0,4 R_1).

La position du point de pincement se trouve ici sur le miroir plan (2), le diamètre d_o s'écrit simplement :

$$d_o = 2,16 \, \lambda^{1/2} \qquad (19)$$

et le diamètre du faisceau au niveau du miroir sphérique :

$$d_1 = d_o \frac{R_1}{R_1-L} = 2,84 \, \lambda^{1/2} \qquad (20)$$

L'angle de divergence θ_∞ du faisceau à l'infini est défini à partir du rayon de courbure R(z) et du diamètre d(z) par :

$$\operatorname{tg} \theta = \theta = \lim_{z \to \infty} \frac{d(z)}{R(z)}$$

A partir des relations (11) et (14) , on trouve ainsi :

$$\theta_\infty = \frac{2 \lambda}{\pi d_o} \qquad (21)$$

Les résultats (19), (20), (21) ont été calculés numériquement pour les raies du laser HCN à 337 μ et 311 μ ainsi que pour les raies du laser

H_2O à 78, 28 et 118 μ (voir tableau IV).

On observe que les qualités du faisceau, (faible diamètre et faible divergence) deviennent meilleures lorsque la longueur d'onde décroît et que l'on se rapproche de l'optique visible.

TABLEAU IV

Raies Laser	H C N		H_2O		
	337 μ	311 μ	118 μ	78 μ	28 μ
Diamètre du faisceau (en mm) de sortie	39,6	38,2	23,5	19,2	11,4
Diamètre du faisceau sur le miroir sphérique (mm)	52,3	50,2	30,8	25,2	15,0
Divergence θ_∞ du faisceau (en red)	$5,4\ 10^{-3}$	$5,2\ 10^{-3}$	$3,2\ 10^{-3}$	$2,6\ 10^{-3}$	$1,6\ 10^{-3}$

D'autre part, pour une longueur d'onde λ donnée, il n'est pas possible de diminuer simultanément le diamètre de pincement et la divergence en faisant varier les paramètres de la cavité, car ces deux quantités sont inversement proportionnelles (voir éq.( )).

On peut signaler également que les résultats trouvés restent approchés dans la mesure où ils supposent un réglage parfait dans l'alignement de la cavité.

1.3.2. Traitement et focalisation du faisceau laser

Afin de pouvoir être utilisé dans les expériences de détection (détection de puissance, ou détection de fréquence), le faisceau laser doit être nécessairement focalisé, compte tenu de ses dimensions transversales citées lors du précédent paragraphe. Si les moyens mis en oeuvre pour traiter le faisceau restent les mêmes que ceux utilisés dans l''bptique géométrique classique", à savoir l'utilisation de lentilles ou de

miroirs sphériques, les lois applicables aux faisceaux gaussiens diffèrent cependant des lois de l'optique géométrique classique car elles font intervenir la notion d'intensité lumineuse et non plus la notion de propagation des rayons lumineux.

L'étude effectuée par Kogelnik (ref.) montre que la transformation d'un faisceau gaussien par une lentille mince (ou un miroir sphérique) donne également un faisceau gaussien. De même que les dimensions respectives de l'objet et de l'image, ainsi que leurs positions par rapport au centre de la lentille (ou au sommet du miroir) représentent les grandeurs caractéristiques, d'un système en optique géométrique, un faisceau gaussien et son transformé seront définis par leurs diamètre de pincement (la position de ceux-ci par rapport au centre de la lentille), (ou au sommet du miroir).

Une lentille de grand diamètre, placée sur le trajet d'un faisceau gaussien, de diamètre au pincement d_1, à une distance L_1 du pincement transforme celui-ci en un faisceau gaussien de diamètre au pincement d_2 et dont le pincement est situé à une distance L_2 de la lentille. Les grandeurs d_2, L_2 sont reliées à d_1, L_1 et f, la distance focale de la lentille par les relations :

$$\frac{1}{d_2^2} = \frac{1}{d_1^2}\left(1 - \frac{L_1}{f}\right)^2 + \frac{1}{4f^2}\left(\frac{\pi d_1}{\lambda}\right)^2 \qquad (22)$$

$$L_2 - f = (L_1 - f)\,\frac{f^2}{(L_1 - f)^2 + (\pi\, d_1^2/2\lambda)^2} \qquad (23)$$

D'après la relation (22), nous constatons que, pour L_1 grand ($\frac{\pi d_1^2}{2\lambda} \ll L_1 - f$), nous retrouvons la formule d'optique géométrique bien connue :

$$\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} = \frac{1}{f} \qquad \text{et} \qquad \frac{d_1}{d_2} = \frac{L_1}{L_2} \qquad (24)$$

Ceci correspond au fait que, lorsque nous nous plaçons à grande distance du pincement, le faisceau gaussien atteint approximativement sa divergence infinie θ_∞ et son contour correspond alors à celui des rayons lumineux issus de la source laser.

Cependant l'écart entre les relations (22), (23) et les relations (24) reste non négligeable dans la plupart des expériences. Lorsque l'on désirera focaliser le faisceau laser en un point donné, d_1 et L_1+L_2 seront les paramètres connus ; il conviendra d'utiliser alors les formules (22) et (23) afin de minimiser d_2 diamètre du faisceau au point de focalisation.

1.3.3. Lame semi-transparente et polarisation du faisceau

La lame semi-transparente (figures 2 et 5) qui se trouve placée sur le trajet du faisceau dans la cavité permet d'extraire la puissance par recombinaison des faisceaux réfléchis provenant des miroirs plans (2) et (4). La connaissance de son coefficient de réflexion pour un faisceau polarisé parallèlement $\mathcal{R}_{//}$ et pour un faisceau polarisé perpendiculairement $\mathcal{R}_{\perp}$ permet d'évaluer la puissance relative extraite de la cavité ainsi que la polarisation préférentielle du faisceau ainsi extrait.

Les paramètres définissant la lame semi-transparente sont la position angulaire θ par rapport à l'axe de la cavité, son épaisseur e et l'indice n du matériau choisi. Afin de réaliser un alignement précis des miroirs (1)(2) (4) du montage interféromètre de Michelson, il faut que θ soit égal à 45° avec une bonne précision.

Le matériau choisi doit être tel que son absorption soit la plus faible possible dans l'infra-rouge lointain. Un des matériaux correspondant à cette exigence est le polyéthylène d'indice optique n=1,5 et dont l'absorption est plus faible que celle du mylar, autre matériau également utilisé dans ce domaine[30].

L'épaisseur e de la lame doit être optimisée de telle manière que les multiples rayons réfléchis obtenus à partir d'un rayon incident interfèrent de manière constructive[31]. L'épaisseur optimale e s'écrit en fonction de la longueur d'onde λ suivant la relation suivante, dans le cas considéré :

$$e = \frac{1}{4}\lambda \left[n^2 - \frac{1}{2}\right]^{-1/2} p \qquad (25)$$

p, constante de proportionalité nombre entier.

Ce choix qui correspond à une différence de marche pλ entre rayons réfléchis consécutifs nous donne comme coefficient total de réflexion pour la lame semi-transparente :

$$\mathcal{R} = \frac{4\,R}{(1+R)^2} \qquad (26)$$

où R représente le coefficient de réflexion pour chaque réflexion partielle.

Lorsque le rayon incident est polarisé parallèlement

$$R = R_{//} = \frac{\mathrm{tg}\,(\theta - r)}{\mathrm{tg}\,(\theta + r)}^2 \qquad (27)$$

s'il est polarisé perpendiculairement

$$R = R_{\perp} = \frac{\sin\,(\theta - r)}{\sin\,(\theta + r)}^2 \qquad (28)$$

"r" représente l'angle de réfraction de la lame (sin θ = n sin r) dans les formules précédentes de Fresnel.

Le tableau V représente les valeurs optimales de l'épaisseur e à une constante de proportionalité près, ainsi que les valeurs des coefficients de réflexion totale $\mathcal{R}_{//}$, $\mathcal{R}_{\perp}$ pour les longueurs d'onde 337 μ, 311 μ, 118 μ, 78 μ, 28 μ.

TABLEAU V

Raies Laser	H C N		H_2 O		
	337 μ	311 μ	118 μ	78 μ	28 μ
e	63 μ	59 μ	22 μ	15 μ	5,3 μ
R	3,7 %				
R	31 %				

Ces résultats montrent que le coefficient $\mathcal{R}_\perp$ est nettement supérieur à $\mathcal{R}_{//}$ pour la lame considérée, la valeur de $\mathcal{R}_\perp$ étant d'ailleurs telle que le gain du milieu laser G_λ est insuffisant pour compenser de telles pertes par réflexion. Il en résulte que seule la configuration de champ polarisé parallèlement pourra subsister dans le laser, la lame semi-transparente apparaît ainsi très utile pour obtenir un faisceau polarisé.

1.3.4. Couplage de sortie du montage Michelson

Le couplage de sortie de la cavité laser peut varier suivant que l'interférence entre les deux faisceaux provenant des miroirs (2) et (4) est destructive ou constructive (voir Annexe I). En effet, si L_3 est variable, le couplage de puissance avec l'extérieur peut varier entre les deux valeurs extrémales 0 et $4\mathcal{R}_{//}\,T_{//}$ où $T_{//}$ et $\mathcal{R}_{//}$ représentent les coefficients de transmission et de réflexion de la lame pour le faisceau polarisé parallèlement (ceci suppose son coefficient d'absorption nul).

Le pourcentage maximum en puissance extraite de la cavité sera donc d'après les résultats précédents :

$$P_{ext} \simeq 14{,}7\%\, P_{int} \qquad (25)$$

En fait cette relation théorique ne serait tout à fait applicable que si le faisceau laser était concentré suivant l'axe de la cavité (calcul développé en Annexe I) ; les irrégularités de surface de la lame semi-transparente pourr entraîner des écarts non négligeables par suite de la répartition spatiale du faisceau.

Autre intérêt pratique important du montage interférométrique de Michelson, le couplage de sortie est une fonction périodique de L_3 et de période $\frac{\lambda}{2}$. Ceci permet d'effectuer une évaluation rapide de la longueur d'onde émise sans changer l'accord de cavité, en mesurant les variations de L_3 correspondant aux variations extrémales de la puissance de sortie.

1.4. DESCRIPTION DES PLASMAS DE DECHARGE DANS LES LASERS HCN ET H_2O

1.4.1. Composition du plasma de décharge dans le laser HCN

Bien que le principe de fonctionnement du laser HCN, c'est-à-dire l'émission stimulée de la molécule HCN (cf. 1.1.2) ne semble actuellement plus remise en cause, les mécanismes donnant lieu à la formation et à l'inversion de population des molécules HCN dans le plasma de décharge restent encore difficiles à expliquer de par leur complexité. Il s'avère cependant que tout accroissement ultérieur des performances du laser HCN ne puisse être obtenu sans une meilleure compréhension de ces phénomènes. Les tentatives d'analyse de la composition du plasma se sont donc révélées de plus en plus nombreuses ; les méthodes employées peuvent être directes (analyse chimique[32], analyse au spectrographe de masse[52]) ou indirectes (mesure de l'intervalle de temps séparant l'établissement de la décharge de l'apparition du signal d'émission laser[53][55] et utilisation de mélanges gazeux divers[9]). Tout en essayant de réaliser la synthèse des divers résultats obtenus grâce aux différentes expérimentations citées précédemment, nous nous appuierons plus particulièrement sur les travaux de Schötzau et Kneubühl[52],[54] dont l'analyse nous apparaît plus complète.

1.4.1.1. Mécanismes de formation possible de HCN au sein du plasma

La composition chimique du plasma dépend en premier lieu du mélange gazeux initialement introduit dans la décharge. Les mélanges possibles donnant lieu à une émission laser sont nombreux ; il suffit de disposer d'un mélange contenant C, N, H en proportions molaires convenablement choisies, comme nous le verrons ultérieurement. Nous citerons pour mémoire les mélanges les plus couramment utilisés :

$CH_4 + N_2$	(Méthane + Azote)
$CH_4 + NH_3$	(Méthane + Ammoniaque)
$C_2H_4 + N_2$	(Ethylène + Azote)
CH_3CN	(Cyanure de Méthyle)
HCN	(Acide cyanhydrique pur)

Malgré la diversité de ces mélanges, l'analyse des produits de décharge montre de nombreuses similitudes lorsque l'émission laser est optimisée. Elle révèle la présence constante de l'hydrogène moléculaire H_2 de l'azote moléculaire N_2, du radical CN ainsi que des radicaux de formules générales NH_x , N_2Hy ..., CH_x , C_2Hy ... etc. Le taux de formation de HCN reste faible (quelques pourcents lorsque l'intensité laser est optimisée). Mesurée dans des conditions de pression différentes de celles utilisées pour le fonctionnement d'un laser HCN, le taux de formation de HCN dans une décharge contenant initialement un mélange équimolaire de méthane et d'azote à 20 Torrs a été trouvé égal à 6% [32]. Les réactions de synthèse de HCN au sein de la décharge sont du type :

$$CH + N \rightarrow HCN \qquad \Delta H = -224 \text{ kcal.} \qquad (30)$$

$$CH_3 + N \rightarrow HCN + H + H_2 \qquad \Delta H = -10 \text{ kcal} \qquad (31)$$

ou encore,

$$CN^+ + H_2 \rightarrow HCN + H^+ \qquad (32)$$

Les deux premières réactions nécessitent la présence d'azote atomique dissocié (la seconde est d'ailleurs plus probable parce que moins exoénergétique, et ne nécessitant pas de choc triple pour évacuer l'énergie). Cependant la dissociation de l'azote nécessite dans une décharge une énergie bien supérieure à l'énergie de dissociation de la molécule HCN (120 kcal/mole >> 30 kcal/mole) et tenter d'accroître la dissociation de N_2 reviendrait à diminuer le nombre de molécules HCN stables.

La dernière réaction semble avoir été mise en évidence en utilisant des mélanges tels que $(CN)_2$+H_2 où l'émission laser est quasi instantanée après instauration de la décharge, comparé au retard d'émission constaté dans les mélanges CH_4-N_2 ou CH_4-NH_3 etc. (1 ms << 100 ms) [53]. Il existe sans doute d'autres réactions de formation de HCN, mais les réactions citées semblent prépondérantes dans la mesure où elles font intervenir des éléments existant en quantité non négligeable au sein de la décharge et il semble également probable que des réactions plus complexes, où le nombre de partenaires serait plus grand, n'aient qu'un rôle secondaire. Enfin, l'utilisation d'HCN pur dans la décharge est inefficace car les molécules HCN sont totalement instables, et dissociées par les collisions dues aux électrons de décharge :

$$HCN + e^- \rightarrow CN^+ + H + 2e \quad (33)$$
$$\downarrow$$
$$H_2 \text{ (recombinaison de l'hydrogène moléculaire)}$$

$$\text{ou,} \quad HCN + e^- \rightarrow HCN^+ + 2e^- \quad (34)$$

$$\text{et} \quad HCN + HCN^+ \rightarrow CN + HCNH^+ \quad (35)$$

La seule possibilité de limiter la dissociation de HCN est alors d'introduire dans le plasma de l'hydrogène H_2 ou de l'azote N_2 capables d'emmagasiner l'énergie de la décharge, et de déplacer le "pseudo-équilibre" des réactions précédentes de la droite vers la gauche.

1.4.1.2. Phénomènes d'excitation et de relaxation des molécules HCN

L'excitation des molécules HCN ne peut avoir lieu que de deux manières, soit la molécule HCN se trouve déjà dans un état excité lors de sa formation, soit l'excitation est obtenue par des collisions du type molécule-molécule. La dernière possibilité qui consisterait à attribuer aux collisions électron-molécule ($HCN + e^* \rightarrow HCN^* + e$) la cause des mécanismes d'excitation semble devoir être exclue, car ces collisions sont responsables de la destruction d'HCN dans la décharge ainsi qu'il a été vu précédemment. Par contre, les deux explications données ci-dessus apparaissent plausibles sans que l'on puisse y distinguer le mode l'excitation préférentielle. Pour savoir si les molécules HCN formées se trouvent déjà dans un état excité, il conviendrait d'accéder directement aux produits de réactions de formation d'HCN citées précédemment ou d'analyser séparément ces réactions dans des conditions similaires de température et de pression. Le deuxième mode d'excitation, c'est-à-dire les collisions du type molécule-molécule, n'a pu être envisagé que dans la mesure où l'absence de composant dans la décharge rendait impossible l'émission laser malgré la présence par ailleurs de molécules HCN. Ceci a été constaté dans une décharge contenant initialement le mélange C_2H_2-N_2 (acétylène-azote)[52] : malgré la présence de molécules HCN en quantité suffisante le milieu laser restait inactif et seule l'addition d'hydrogène moléculaire H_2 (ou deuterium D_2) a permis d'observer à nouveau l'émission stimulée à 337 µ.

L'hydrogène moléculaire H_2 (ou le deutérium D_2) apparaît donc comme un partenaire indispensable pour réaliser l'inversion de population des molécules HCN. Cependant il n'est pas encore possible de savoir si le rôle de H_2 est un rôle d'excitation ou de relaxation des molécules HCN, ou encore la conjugaison des deux. Il n'est donc pas possible non plus de savoir si d'autres molécules ou radicaux participent aux collisions efficaces permettant d'exciter les molécules HCN. Ainsi, outre l'hydrogène moléculaire H_2, l'hydrogène dissocié H et l'azote atomique N qui possèdent des états électroniques de grande durée de vie au voisinage de 11 eV, peuvent être envisagés dans l'excitation de HCN. Par contre, l'énergie d'ionisation de HCN étant de 13,9 eV, les radicaux ou molécules possédant des états métastables d'énergie supérieure à 13,9 eV sont à rejeter dans le processus d'inversion de population des molécules HCN ; ceci est le cas de l'hélium He dont les états métastables se situent au voisinage de 19 eV. Le rôle de l'hélium couramment utilisé dans les lasers HCN[36] est tout autre ; il est d'ordre thermique et modifiant la température de plasma il influe fortement sur "l'équilibre" des réactions chimiques existant au sein de ce plasma.

Une autre conclusion peut être tirée des expériences utilisant des mélanges variables de gaz : l'inversion de population des molécules HCN nécessaire au déclenchement de l'émission laser, n'est obtenue qu'avec des mélanges en proportions molaires suivantes des composés C, N, et H :

$$C : 1 \quad , \quad H \geq 2 \quad , \quad N \geq 1 .$$

1.4.1.3. Influence des paramètres de décharge sur la composition du plasma

Dans les décharges à faible pression, les réactions chimiques ont lieu dans des conditions très différentes de celles correspondant à l'équilibre thermodynamique. Cependant Veprek a montré que l'on pouvait étendre la théorie des équilibres chimiques pour les décharges non isothermiques lorsque les conditions suivantes étaient satisfaites[56] :

Température électronique T_e >> Température du gaz neutre Tg
Densité électronique $n_e < 10^{-12}$ cm^{-3}
Pression de fonctionnement p_g allant de 0,1 ... à 10 Torrs

Rapport du courant de décharge allant de 0,1 à 10 Acm^{-1}
au diamètre du tube

Schötzau et Kneubühl ont mesuré la température électronique et celle du gaz neutre ainsi que la densité électronique n_e pour un laser HCN optimisé avec un mélange initial équimolaire méthane-azote fonctionnant avec un courant de 0,8 A.[54] à la pression de 0,5 Torr.

$$T_e = 16000°K \quad , \quad T_g = 450°K \quad \text{et} \quad n_e = 2,7\ 10^{10}\ (cm^{-3})$$

Ces résultats et le fait que la plus grande part de l'énergie de la décharge soit stockée dans les mécanismes de dissociation, nous conduisent à étudier les réactions chimiques comme étant gouvernées par un "pseudo-équilibre thermodynamique".

Comme dans tout équilibre thermodynamique, les paramètres permettant de déplacer l'équilibre et par conséquent de modifier la composition du plasma seront dans ce cas la température du gaz T_g et la pression p_g. Pour modifier p_g il suffit de changer les pressions partielles des gaz introduits dans le mélange initial. Par contre, il n'est pas possible d'accéder au paramètre T_g, les paramètres extérieurs qui fixent sa valeur sont le courant de décharge principalement et la température externe du tube de décharge en second lieu[39]. Cependant tant que les réactions fondamentales à l'intérieur du laser HCN (réactions de formation de HCN et des molécules propices à l'inversion de population des molécules HCN) resteront indéterminées, l'influence des paramètres tels que les pressions partielles du mélange initial ou l'intensité du courant de décharge sur l'intensité de l'émission laser sera en grande partie empirique. Nous pouvons seulement tirer les conclusions suivantes :

* il existe une température optimale du gaz de décharge, qui se traduit par une température optimale du tube de décharge. Belland et Véron[39] ont montré que la température optimale du tube de décharge variait suivant le choix du mélange gazeux et que l'optimum de fonctionnement correspondait à une distribution particulière de la température du gaz à l'intérieur du tube.

* il existe un courant optimum de décharge : Dans des conditions différentes, partant d'un mélange équimolaire d'azote et de méthane à 0,5 Torr, Schötzau et Kneubuhl ont montré que le nombre de molécules HCN

stables dans la décharge passe par un maximum vers 0,5 A, puis décroît rapidement (à 1 A ce nombre diminue dans un rapport 3 par rapport au maximum). Par contre, le pourcentage d'hydrogène moléculaire passe par un maximum vers 0,8 A pour redécroître très lentement jusqu'à 2 A et le maximum d'intensité laser recueillie semble correspondre au maximum de pourcentage d'hydrogène moléculaire.

1.4.1.4. Conclusions

Le choix des conditions de plasma est donc d'une importance capitale pour l'optimisation de l'intensité du laser HCN. Si un certain nombre de phénomènes restent encore inexpliqués, les résultats acquis permettent cependant de mieux cerner les conditions de plasma idéales. Il s'agit d'accroître l'inversion de population des molécules HCN, ce qui conduit naturellement à augmenter d'une part le nombre des molécules HCN formées au cours de la décharge, d'autre part le nombre des molécules ou radicaux permettant l'excitation et la relaxation de ces molécules HCN. Augmenter un seul des facteurs en négligeant l'autre peut être nuisible. L'utilisation de l'HCN pur dans une décharge continue en est la démonstration, bien que la raison essentielle de l'absence d'émission laser soit en ce cas la dissociation excessive des molécules HCN. Une solution pour utiliser l'HCN pur consisterait peut être en la mise en oeuvre de mécanismes moins violents que ceux produits dans une décharge électrique (pompage optique adéquat par exemple). De manière plus générale pour un plasma qui est en même temps le siège de formation des molécules HCN, si les compositions initiales du mélange sont fixées, l'équilibre des réactions chimiques ne peut plus être déplacé que par l'intensité du courant de décharge et la température extérieure du tube de décharge, l'émission laser sera optimale lorsqu'il y aura un compromis entre le nombre de molécules HCN formées et le nombre de molécules ou radicaux permettant l'excitation et la relaxation de ces molécules (l'hydrogène moléculaire par exemple). La seule possibilité d'action reste sur le choix du mélange gazeux (nature des gaz et pressions partielles respectives) introduit initialement dans la décharge. Ce choix peut être orienté de manière à augmenter le taux de formation de HCN en privilégiant les réactions de formation citées précédemment (cf. 1.4.1.1) tout en inhibant les réactions de dissociation de HCN par impact électronique (stockage de l'énergie dans la dissociation de molécules difficilement excitables N_2, H_2 ..etc),

de la décharge, mais il faudra également que le nombre de molécules relaxatrices soit suffisant (addition éventuelle d'hydrogène H_2). Enfin, dernière remarque, la faiblesse de l'intensité laser peut être difficilement attribuée au temps de formation, d'excitation et de relaxation des molécules HCN, car le retard de l'émission laser après instauration du courant de décharge qui rend compte de ce temps reste négligeable par rapport au temps de séjour des molécules dans le tube pour les expérimentations usuelles (quelques sec >> 100 ms maxi.).

1.4.2. Mécanismes fondamentaux du laser H_2O

Alors que la complexité du fonctionnement du laser HCN peut être essentiellement attribuée aux réactions chimiques dont il est le siège, les difficultés rencontrées dans la recherche des mécanismes fondamentaux du laser H_2O tiennent à la complexité même de la structure des niveaux de rotation-vibration de la molécule H_2O. Le grand nombre de raies laser qu'il a été possible d'observer en pratiquant une décharge dans la vapeur d'eau et dont le tableau II (cf. 1.1.3) ne représente qu'une partie, en est d'ailleurs une conséquence indirecte. Moins dissociable que HCN, la vapeur d'eau reste présente en grande proportion au sein du plasma de décharge. Les autres composants que l'on peut y rencontrer en quantité importante sont par ordre décroissant : le radical OH, l'hydrogène moléculaire H_2, l'hydrogène dissocié H (O_2 et O se trouvent en plus faible proportion).

1.4.2.1. Phénomènes d'excitation et de relaxation des molécules H_2O

Nous avons souligné en 1.1.2 et en 1.1.3 la similitude présentée par les diagrammes énergétiques des états de rotation-vibration de la molécule HCN et de la molécule H_2O ; pour chacune de ces molécules les transitions laser sont dues à l'interaction forte entre deux états vibrationnels qui se confondent pour une valeur donnée du nombre de rotation J. Dans le cas de H_2O, toutes les transitions laser ont ainsi été attribuées à l'interaction des états vibrationnels (100) (mode longitudinal symétrique) ou (001) (mode longitudinal assymétrique) avec le même état de vibration transversale (020). Il existe cependant des interactions du même type entre les états de vibration (101) et (021) ou encore (110) et (030) sans qu'aucune transition laser correspondant à différents états n'ait été observée. Cette première

remarque a permis d'avancer que la décharge électrique ne favorisait des inversions de population qu'entre des états vibrationnels bien définis correspondant à des faibles niveaux d'énergie.

D'autre part, le fait que pour une température typique de 600°K du gaz de décharge, plus de 99 pourcents des molécules H_2O soient situées dans l'état de vibration fondamental (000) permet d'avancer une seconde hypothèse selon laquelle l'excitation de H_2O résulte des collisions électroniques. Cette seconde hypothèse a d'ailleurs été confirmée pour la raie à 28 μ[17] : l'observation de la raie immédiatement après une impulsion de courant et la décroissance exponentielle de l'intensité dès la fin de l'impulsion indiquent que l'inversion de population est produite par un pompage sélectif et que le niveau supérieur de la transition est directement peuplé par les collisions avec les électrons ou par l'intermédiaire d'un état électronique de très courte durée de vie. Cependant d'autres mécanismes moins directs ne sont pas à écarter aussi bien pour la raie à 28 μ que pour les autres raies.

- les radicaux OH, abondants dans le plasma de décharge, peuvent conduire par recombinaison à la formation de molécules H_2O dans des états de vibration-rotation excités.

- l'addition de l'hydrogène moléculaire H_2 au sein de la décharge et dont l'effet bénéfique sur l'intensité laser a été constaté par certains expérimentateurs[66] permet d'attribuer à H_2 un rôle voisin de celui évoqué pour les mécanismes d'excitation et de relaxation de la molécule HCN (cf. 1.4.1).

D'autre part, caractéristique propre à la molécule H_2O résultant du nombre important des états vibration-rotation reliés par un fort moment dipolaire (et donc du nombre de raies émises) certaines raies peuvent interagir de façon positive (raies en cascade) ou de façon destructive (raies en compétition), cette interaction modifiant le mode de peuplement des niveaux de transition correspondants.

L'interaction positive de deux raies est constatée lorsque d'une d'entre elle n'est émise que si l'autre l'est également ; ceci correspond

au fait que le niveau supérieur d'une des raies de transition est commun ou étroitement couplé avec le niveau inférieur de l'autre. Ce premier type d'interaction a été observé pour les raies à 55,077 μ et à 220,23 μ présentées dans le tableau II (cf. 1.1.3).

La compétition entre deux raies est mise en évidence lorsque l'émission d'une des raies réduit ou annule l'intensité de l'autre ; ceci correspond au fait que les niveaux supérieurs ou inférieurs des deux raies sont communs ou étroitement couplés par les mécanismes collisionnels. Un exemple important de compétition a été mis en évidence entre la raie à 28 μ et la raie à 220,23 μ : l'intensité de la raie à 28 μ est réduite à chaque fois que la cavité laser est accordée simultanément pour les deux longueurs d'onde.

1.4.2.2. Conditions d'observation des raies à 28 μ , 118 μ, 78 μ

Les longueurs d'onde 28 μ et 118 μ correspondent toutes les deux à des transitions entre des états de vibration (001) (niveau supérieur) et des états de vibration (020) (niveau inférieur). Les conditions d'inversion de population pour ces deux transitions sont donc sensiblement les mêmes d'autant qu'elles n'interagissent pas (ni compétition , ni cascade). Ces deux raies pourront donc osciller simultanément et les conditions de décharge (pression-courant) nécessaires à leur observation et leur optimisation sont pratiquement les mêmes.

L'obtention de ces raies correspond à des pression comprises entre 0,1 et 0,5 Torr et leur intensité est en général fonction croissante du courant de décharge dans une plage de fonctionnement s'étendeant de 0,6 A jusque 1,5 A. La raie à 28 μ est la plus intense ; pour obtenir seule la raie à 118 μ , il sera indispensable d'ajuster la longueur de la cavité et le couplage du montage Michelson et de choisir une lame semi-transparente d'épaisseur précise définie en 1.3.3.

La longueur d'onde 78 μ correspond à une des transitions possibles entre l'état de vibration (100) (niveau supérieur) et l'état de vibration (020)(niveau inférieur). Les conditions d'inversion de population et donc

d'observation de la raie sont sensiblement différentes. Alors q'une pression de vapeur d'eau comprise entre 0,2 et 0,5 Torr est toujours requise, l'optimisation de l'intensité de la raie correspond à des courants plus faibles (0,3 - 0,6 A) et à l'addition d'hydrogène moléculaire en forte proportion.

Chapitre II

OPTIMISATION DES PARAMETRES D'UN LASER HCN ou H_2O ET DESCRIPTION DU LASER REALISE

Le laser HCN-H_2O réalisé a été conçu essentiellement en vue d'applications nécessitant une haute stabilité en fréquence. Les conditions d'optimisation de l'intensité laser sont donc envisagées une fois les conditions de stabilité en fréquence obtenues ; l'intensité laser n'a d'ailleurs été recherchée que dans la mesure où il était nécessaire de s'assurer le maximum de couplage dans les premières expériences de détection utilisant des dispositifs Josephson en infra-rouge lointain. Nous présenterons donc ici ces deux séries de conditions suivant leur ordre d'importance. Traitées indépendamment l'une de l'autre, les conditions d'optimisation de puissance et celles de stabilité en fréquence apparaîtraient parfois contradictoires ; en effet, la stabilisation en fréquence d'un laser requiert pour être efficace une largeur de raie étroite, ce qui correspond à une pression de fonctionnement d'autant plus faible (< 0,5 Torr). Cette exigence est alors incompatible avec un maximum de puissance lumineuse extraite du laser qui se situerait à pression plus élevée. La remarque apportée sur la condition de pression pourraît être également reprise pour le courant de décharge. C'est pourquoi la partie traitant de l'intensité lumineuse doit être considérée ici comme tributaire des conditions de stabilité de fréquence.

2.1. STABILISATION EN FREQUENCE DES LASERS HCN et H_2O

2.1.1. Paramètres agissant sur la stabilité en fréquence du laser

La stabilité en fréquence d'un laser renseigne sur les variations possibles de sa fréquence d'émission pendant un intervalle de temps donné. La définition de la stabilité est liée au choix de l'intervalle de temps pendant lequel celle-ci est mesurée. Si l'intervalle de temps choisi est faible, on définira alors la stabilité à court terme. Il est à préciser

que cet intervalle de temps doit être cependant largement supérieur à la période du signal optique pour que l'on puisse mesurer pratiquement la stabilité du laser ; les temps d'étude sont ici en général de l'ordre de quelques secondes. Pour accéder à des mesures de stabilité à très court terme, il est nécessaire de recourir à des méthodes d'analyse statistique.

Si l'intervalle de temps choisi est grand, on définit alors la stabilité à long terme ; il n'existe pas dans ce cas de limitation à la durée de l'intervalle de temps choisi.

D'autre part la mesure de la stabilité d'un laser n'a de sens que s'il est effectivement une source de rayonnement quasi-monochromatique c'est-à-dire lorsque la cavité oscille sur une seule raie d'émission donnée (rayonnement monofréquentiel) et pour un seul mode de cavité (fonctionnement monomode). Nous étudierons donc ici les conditions correspondantes à imposer dans la réalisation d'un laser.

2.1.1.1. Fonctionnement monomode et monofréquentiel des lasers HCN et H_2O

Considérons un fonctionnement multimode du laser ; soit E_n l'amplitude du $n^{ième}$ mode, ω_n la fréquence angulaire et ϕ_n sa phase, la sortie totale du laser sera :

$$E_T = \sum_n E_n \, e^{i\{\omega_n(t-z/c)+\phi_n\}} + \text{Comp.conj.} \qquad (36)$$

Nous voyons que le signal de sortie du laser dépend des fréquences, des amplitudes et des phases respectives des différents modes oscillants. Si rien ne fixe ces paramètres, les fluctuations thermodynamiques et les effets non linéaires du milieu laser provoquent des variations de ces paramètres et le signal de sortie varie de manière incontrôlée. Il est donc nécessaire soit de fixer les valeurs relatives de ces paramètres, soit d'éliminer les modes et fréquences indésirables oscillant dans la cavité laser.

La première solution appelée "Mode Locking" du laser qui a été traitée par de nombreux auteurs[57] n'est utilisée que dans la mesure où la sélection totale des modes indésirables n'est pas possible. C'est le cas lorsque la largeur de raie laser est grande par rapport à l'espacement en fréquence des modes fondamentaux. Dans la cavité considérée

(L = 6 m.20), l'écart de fréquence entre modes fondamentaux est :

$$\Delta\nu_{q,o,o} = \frac{c}{2L} \simeq 24 \text{ MHz} \qquad (37)$$

Nous voyons que pour les raies 337 µ et 311 µ du laser HCN, ainsi que pour les raies à 78 µ et 118 µ du laser H_2O (cf. 1.2.2.2), leur largeur est inférieure à l'écart $\Delta\nu_{q,o,o}$. Par conséquent la cavité ne pourra pas accrocher sur deux modes fondamentaux simultanément. La situation est différente pour la raie à 28 µ du laser H_2O où deux modes fondamentaux peuvent osciller simultanément. Cependant la solution de "Mode Locking" peut également être évitée dans ce dernier cas.

* En ce qui concerne le laser HCN, l'étude faite en 1.2.2 montre que le fonctionnement monomode du laser est assuré dans la majeure partie des cas et que nous nous trouvons ainsi placés naturellement dans les conditions idéales.

* En ce qui concerne le laser H_2O, il convient d'éliminer les modes indésirables pouvant osciller en même temps dans la cavité. Pour les raies à 78 µ et 118 µ, il suffit d'éliminer les modes transverses $TEM_{q,m,n}$ (m,n non tous nuls). Ceci est réalisé en accroissant les pertes par diffraction qui sont déjà élevées pour ces modes, c'est-à-dire en se plaçant dans une cavité sélective. A titre d'exemple, pour la cavité considérée (R_1 = 6,5 m , L = 6,2 m, $R_2 = \infty$), le rapport des pertes entre le mode TEM_{110} (ou TEM_{101}) et le mode fondamental TEM_{00} est supérieur à 10 à toutes les longueurs d'onde considérées[22]. D'autre part une méthode courante pour accroître ces pertes consistera à introduire un diaphragme au voisinage d'un des miroirs de la cavité laser (ici ce sera le miroir plan (2)). Pour la raie à 28 µ , d'autres solutions doivent être utilisées pour obtenir seulement le mode fondamental dans la cavité :

- utiliser un réseau
- Diminuer la longueur de la cavité (ce qui sera possible facilement pour la cavité considérée qui peut fonctionner également avec les longueurs 4m et 2m)
- Diminuer le gain du milieu laser de manière à ce que l'un des deux modes ne réponde plus à la condition d'oscillation

- Sélectionner l'un des deux modes à l'extérieur du laser par un interféromètre de Perot-Fabry bien adapté.

D'autre part, l'oscillation du laser H_2O à plusieurs fréquences simultanées (28 μ, 118 μ et 78 μ), déjà rendue peu probable par la sélectivité interne en fréquence du montage interférométrique de Michelson (voir Annexe II) peut être éliminée par un choix approprié des conditions de plasma favorisant l'une ou l'autre des émissions laser.

2.1.1.2. Causes d'instabilité en fréquence

Pour le laser oscillant suivant un mode de cavité donné les causes d'instabilité peuvent être séparées en deux catégories liées respectivement aux instabilités à long terme et à court terme.

Les instabilités à long terme sont dues essentiellement à la dilatation thermique des matériaux fixant la longueur de la cavité. Pour une variation ΔL_{th} de la longueur de la cavité la variation de fréquence correspondante $\Delta\nu_{th}$ de l'émission laser pour la raie de fréquence ν_o est :

$$\Delta\nu_{th} = - \nu_o \frac{\nu L_{th}}{L} \qquad (38)$$

Les instabilités à court terme sont dues à deux raisons possibles différentes que nous classerons par ordre d'importance.

* Les variations de l'indice de réfraction n du milieu laser en changeant la longueur d'onde de la radiation laser (introduisent une variation fictive de la longueur de la cavité). Une variation Δ_n de l'indice de réfraction se traduit donc par une variation de fréquence $\Delta\nu_n$ telle que :

$$\Delta\nu_n = - \nu_o \frac{\Delta_n}{n} \qquad (39)$$

Les modifications de l'indice du plasma ont deux origines possibles : en premier lieu le changement de structure du plasma (cf. 1.4.3), et en second lieu une variation du courant de décharge ΔI entraînant par là même une variation de la densité électronique du plasma. Prenons à titre d'exemple le déplacement de fréquence entraîné par une variation de la densité électronique de 10% dans un laser HCN oscillant à 337 μ. Pour un plasma sans pertes, l'indice de réfraction est donné approximativement par la formule :

$$n = 1 - \frac{n_e e^2}{2 \varepsilon_o M \nu_o^2} = 1 - \frac{\nu_p^2}{2 \nu_o^2} \qquad (40)$$

(ν_p^2 représente la fréquence d'oscillation de plasma)

n_e , densité électronique du plasma $3\ 10^{16}$ électrons/m^3

M , masse de l'électron $9{,}11\ 10^{-31}$ kg

ν_o , fréquence de l'onde électromagnétique 891 GHz

ε_o , constante diélectrique du vide $\frac{1}{36\pi}\ 10^{-9}$ MKSA

La variation relative de l'indice sera :

$$\frac{\Delta n}{n} \simeq \frac{\Delta n_e\ e^2}{2 \varepsilon_o \nu_o^2 M} \qquad (41)$$

Ce qui entraîne une instabilité de fréquence de l'ordre de $6\ 10^{-6}$. Nous voyons que l'influence de Δn est considérable sur la variation de fréquence de l'émission laser. La formule (41) nous montre d'ailleurs que cette influence est d'autant plus forte que la fréquence ν_o est plus faible. Alors que le changement d'indice du plasma intervient au second plan pour les lasers en optique visible ($\Delta n/n$ de l'ordre de 10^{-11}) il devient prépondérant pour les lasers dans le lointain infra-rouge.

* Les vibrations mécaniques du laser et de son support apparaissent comme la seconde source d'instabilité à court terme. Elles interviennent ici encore directement sur la longueur de la cavité, et pourraient se traduire par une instabilité de fréquence :

$$\Delta \nu_{vib} = + \nu_o \frac{\Delta L_{vib}}{L} \qquad (42)$$

Mais cette influence est difficilement appréciable pratiquement car elle dépend du milieu ambiant dans lequel se trouve placé le laser ainsi que des matériaux qui fixent la longueur de la cavité. Dans le cas limite où les vibrations de l'environnement seraient éliminées, il resterait encore les vibrations causées par le mouvement Brownien des entretoises fixant la distance entre les miroirs de la cavité. Ces vibrations limites conduisent à une instabilité de fréquence :

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_{Brow}} = \frac{2\,kT}{Y\,V} \qquad (43)$$

T , température des entretoises 300°K

k , constante de Boltzmann $1{,}38\ 10^{-23}$ J/°K

V , volume des entretoises $4\ 10^{-2}$ m^3

Y , module d'Young du matériau de silice utilisés) $7{,}2\ 10^{9}$ kg/m^2 (pour les tubes

Nous obtenons une instabilité en fréquence limite égale à : $5{,}4\ 10^{-15}$. Cette instabilité sera indécelable dans la pratique.

2.1.2. Techniques "passives" de stabilisation

Nous définirons ici les techniques utilisées pour limiter les instabilités en fréquence du laser, sans recourir à des méthodes d'asservissement de la fréquence laser que nous décrirons dans la partie suivante. Il n'y a donc aucun rattrapage des écarts de fréquence envisagé, mais seulement une limitation de ces écarts.

2.1.1.1. Stabilité à long terme

D'après ce qui a été vu précédemment, il s'agit donc de limiter la dilatation thermique des entretoises qui fixent la longueur de la cavité L. Ceci est obtenu par un choix approprié du matériau constituant ces entretoises. La solution a consisté à utiliser des entretoises en silice moulée ("Quartz et Silice") dont le coefficient de dilatation thermique très faible $(\frac{\delta L}{L})_{th}$ est voisin de $6\ 10^{-7}$/°m . Ce matériau a été préféré à l'invar (ou invar sup) dont les performances sont inférieures $(\frac{\delta L}{L})_{th} \neq 10^{-6}$/°/m et dont le coût est plus élevé. Il existe des matériaux plus performants tels le Cervit $(\frac{\delta L}{L})_{th} \neq 1{,}5\ 10^{-7}$/°C . mais le coût dix . fois plus élevé ne justifie pas l'amélioration d'un facteur quatre du coefficient de dilatation thermique d'autant plus que les entretoises en silice se présentant sous forme de tubes de 2m,10 mis bout à bout ont pu être thermostatées par circulation d'eau. La précision du thermostat est de ± 0,1°C, et il faut plusieurs minutes pour déplacer la température de l'eau de circulation de 0,1°C par rapport à sa température d'équilibre. Il en résulte une stabilité à long terme optimale de

quelques 10^{-8} . Une solution a d'ailleurs été mise en oeuvre pour augmenter l'inertie thermique de l'eau de circulation des tubes en silice en limitant ses échanges thermiques avec l'extérieur ; les tubes en silice sont en effet calorifugés extérieurement par une enveloppe de mousse plastique et sont ainsi protégés de la chaleur dissipée dans le tube de décharge (3500 V.A.).

Par ailleurs un soin tout particulier a été apporté, face aux vibrations possibles des entretoises en silice occasionnées par la circulation de l'eau. D'une part le diamètre intérieur de ces entretoises (Ø = 50 mm) est suffisamment grand pour limiter les turbulences de l'eau au niveau des parois, d'autre part, le débit de l'eau (80 ℓ/min) est maintenu constant par la hauteur du réservoir-thermostat.

Plusieurs améliorations supplémentaires peuvent encore être envisagées dans la stabilisation thermique de la cavité que nous avons entreprise. Une première amélioration pourra être obtenue en compensant la dilatation thermique des tubes en silice par celle du support métallique, lié au miroir, agissant en sens inverse. Ainsi, si α et α' sont les coefficients respectifs de dilatation thermique des deux matériaux, L et L' leurs longueurs, l'égalité $\alpha L - \alpha' L' = 0$ traduira l'absence de dilatation thermique effective de la cavité. Dans le cas qui nous intéresse ($\alpha = 1{,}5\ 10^{-7}$/°C, L= 6m,30, L'=0,05 m) il convient de choisir pour le support de miroir un matériau de coefficient $\alpha' = 1{,}3\ 10^{-5}$/°C à condition que la température du support varie dans les mêmes conditions que celle des tubes en silice. Une dernière amélioration consistera à thermostater l'air ambiant de la pièce de travail.

2.1.2.2. Stabilité à court terme

La stabilité à court terme ne peut être obtenue qu'en se plaçant dans des conditions de décharge très stable et en limitant ainsi les variations de l'indice de réfraction du plasma. Les critères assurant une bonne stabilité de décharge peuvent être classés dans l'ordre d'importance suivant :

1) - choix convenable des conditions de plasma,
2) - choix des électrodes, et principalement de la cathode, mais aussi de l'anode,

3) - Régulation du courant délivré par l'alimentation du tube à décharge.

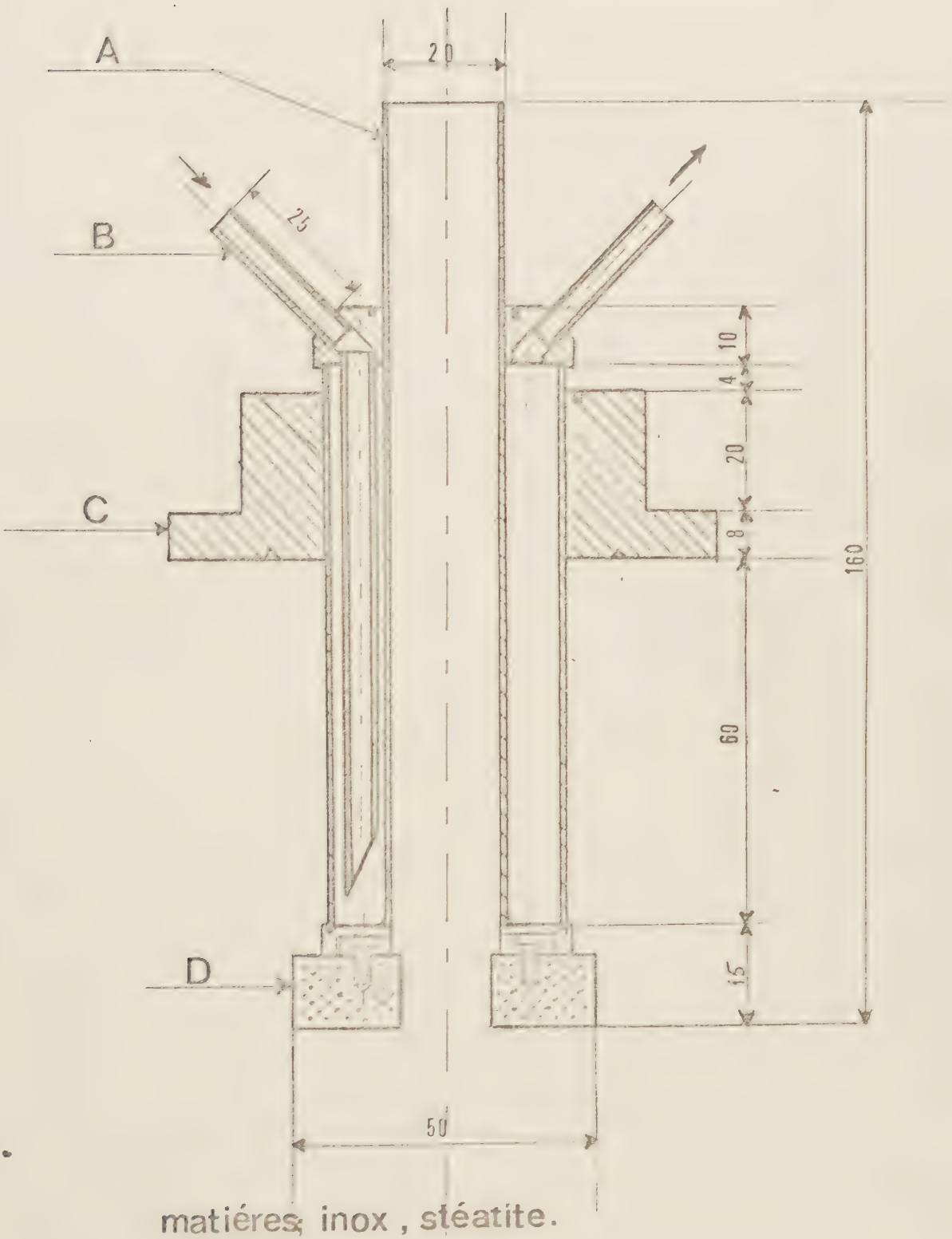
Nous avons déjà signalé que la structure du plasma de décharge peut prendre trois formes possibles qui sont respectivement la décharge à stries stationnaires, la décharge à stries oscillantes, la décharge homogène (cf. 1.2.1). La décharge à stries oscillantes est à éviter impérativement car les oscillations du plasma se retrouvent dans l'indice de réfraction et par conséquent dans la fréquence de la sortie laser.

La décharge homogène est obtenue pour des plages de pression et de courant de décharge très étroites qui ne correspondent pas aux conditions de fonctionnement optimum du laser. Ainsi, elle peut être obtenue pour un mélange initial équimolaire méthane-azote à $\simeq$ 2 Torrs et pour un courant de décharge de $\simeq$ 1 A, dans un tube de diamètre 100 mm. Ces conditions ne sont pas idéales pour une stabilisation de fréquence (condition de pression et de courant entraînant un élargissement de la raie laser). Il apparaît donc pratiquement que la condition de plasma idéale est celle d'une décharge à stries stationnaires qui peut d'ailleurs être obtenue pour une plage de pression et de courant relativement large dans le cas du laser HCN. (P < 0,6 Torr, I variant de 0,5 A à 1 A et plus). pour un mélange équimolaire CH_4-N_2.

. Les conditions de travail en courant de décharge (de 0 à 1 A) posent pour la réalisation de la cathode de sévères problèmes. Une instabilité de décharge au voisinage de la cathode peut en effet entraîner une perturbation complète du plasma ; il est donc nécessaire d'assurer un amorçage fixe et reproductible de la décharge au niveau de la cathode. Ceci est obtenu en utilisant une "cathode creuse" refroidie comme le montre la figure 9 ; la décharge se trouve ainsi confinée dans le tube central de la cathode (A). Cette cathode en acier inoxydable est protégée des amorçages éventuels sur son contour par une plaquette de stéatite isolante (D) et se trouve située dans un tube latéral par rapport au tube de décharge.

D'autres conceptions peuvent être utilisées[58] mais le principe reste identique.

FIG.9: Cathode avec refroidissement par eau et pompage de gaz - Ech.1



matiéres inox , stéatite.

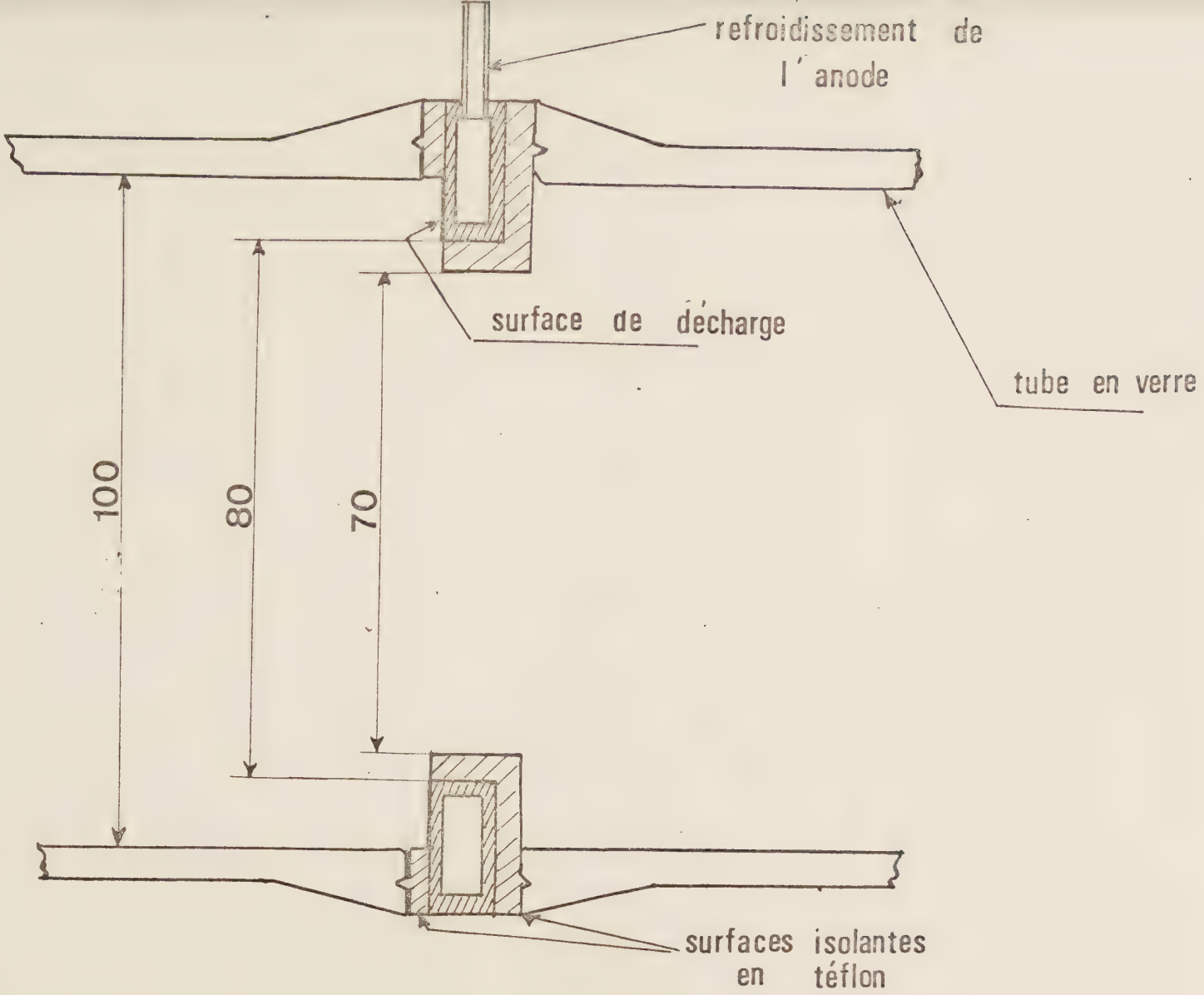


FIG. 10 ; Anode refroidie à décharge annulaire

Les problèmes d'instabilités de la décharge au niveau de l'anode sont moins critiques mais tout aussi difficiles à résoudre, si l'on désire avoir un plasma idéal. L'anode peut être constituée par un simple tube de laiton situé comme la cathode dans un tube latéral, mais il subsiste alors une décharge fluctuante permanente au voisinage de l'anode. Afin d'obtenir un amorçage régulièrement réparti , l'anode doit constituer un plan équipotentiel parfait. Une solution correspondant à ce critère est présentée sur la figure 10 ; l'anode effective est alors constituée par un anneau en acier inoxydable parfaitement plan et disposé perpendiculairement à l'axe du tube de décharge.

. Enfin, comme dernier paramètre à maitriser afin d'obtenir le minimum de fluctuations, le courant délivré par l'alimentation doit être si possible régulé. Contrairement au schéma habituel du montage électrique du tube à décharge (alimentation en série avec des résistances chutrices) nous avons utilisé directement une alimentation à courant constant, obtenu par des selfs saturables, et pouvant délivrer 10 000 V.A. La stabilité de ce courant est de 10^{-3} - 10^{-4}

D'après ce qui a été vu en 2.1.1.2 nous pouvons donc estimer que la stabilité de fréquence limite à court terme sera de quelques 10^{-8} lorsque les sources d'instabilités à court terme sont réduites à essentiellement l'ondulation résiduelle du courant d'alimentation.

- En ce qui concerne les vibrations mécaniques de la cavité qui sont transmises essentiellement par le sol, nous avons apporté un soin particulier à la réalisation du support du laser. Ce support est constitué par une dalle de béton B (voir figure 11) de 1500 kg reposant par l'intermédiaire d'amortisseurs pneumatiques (C) sur quatre piliers régulièrement espacés (D). Les vibrations mécaniques sont des vibrations basse fréquence : nous avons donc limité leur amplitude par le poids de l'ensemble et filtré les fréquences en deçà de 4 Hz par les amortisseurs pneumatiques choisis pour cette fréquence de coupure. Mais les vibrations mécaniques restent malgré tout le phénomène le moins contrôlable pour les performances du laser et une conception plus élaborée du support anti-vibration aurait conduit à des investissements très onéreux étant donné les dimensions de la cavité.

2.1.3. Techniques "actives" de stabilisation

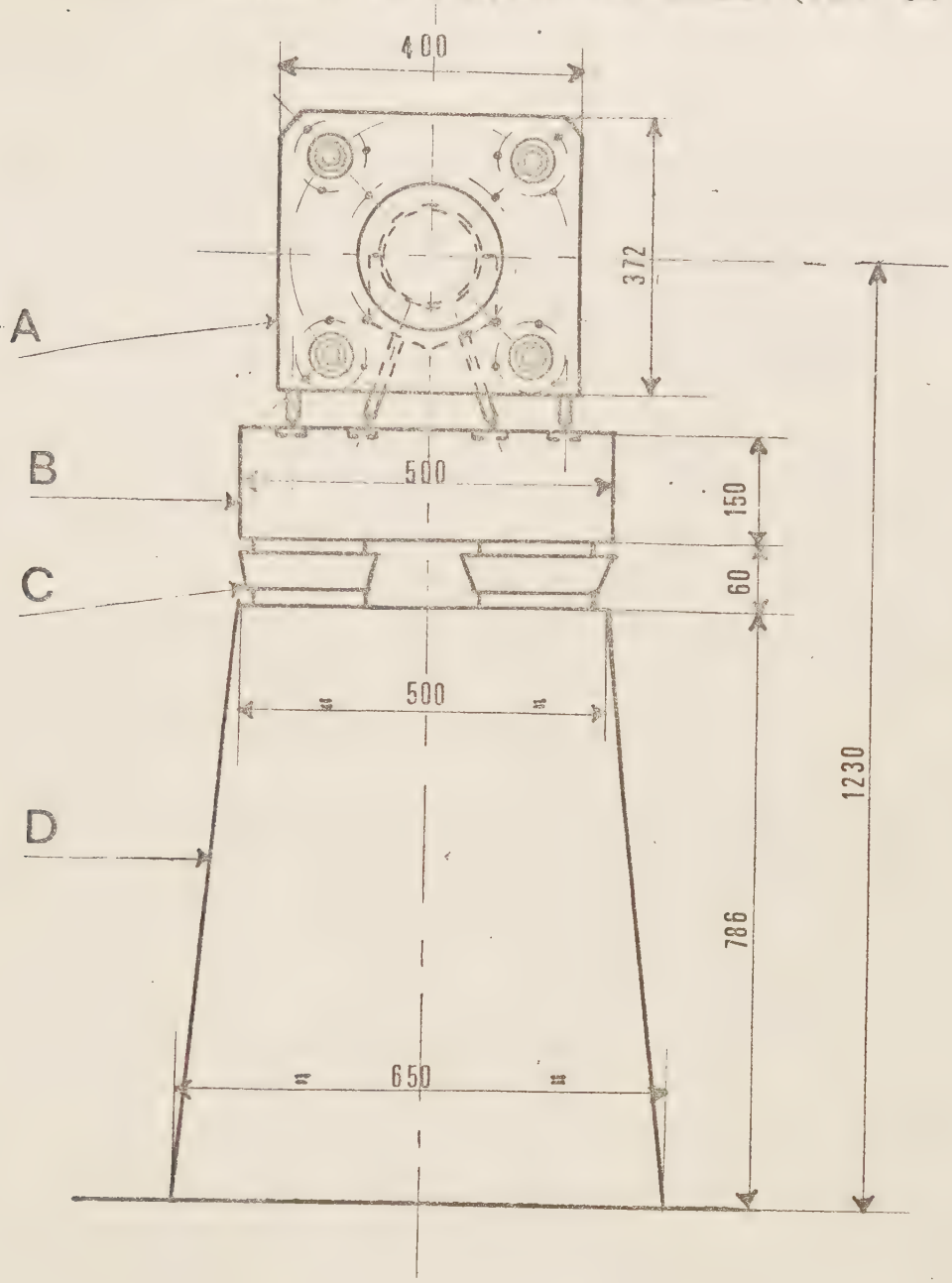
2.1.3.1. Descriptions générales des méthodes utilisées

Stabiliser la fréquence d'un laser revient à asservir cette fréquence à une fréquence de référence plus précise et plus stable en variation relative. Le choix de la stabilisation repose donc en premier lieu sur le choix de la fréquence standard de référence.

Depuis les premières techniques de stabilisation des lasers[43], deux solutions principales se sont affirmées : la première utilise comme fréquence de référence celle d'une transition atomique ou moléculaire dans le domaine optique (raie d'absorption ou d'émission), tandis que la seconde emploie une source de fréquence plus stable existant déjà dans d'autres domaines spectraux. La première méthode a permis d'atteindre des stabilités à long terme remarquables avec un laser He-Ne (jusque 10^{-13})[59] ainsi qu'avec un laser CO_2 (jusque $4\ 10^{-11}$) . La fréquence de référence était soit celle de la raie d'émission laser proprement dite, ou mieux encore celle de la raie d'absorption moléculaire d'un gaz coïncidant avec la raie du laser. En effet les transitions d'absorption dans les gaz peuvent avoir lieu entre le niveau fondamental et un niveau excité de grande durée de vie, et conduisent alors à des largeurs de raie beaucoup plus fines que celle associée au gain du laser ($< 10^{-3}$). La seconde méthode est utilisée dans la mesure où la raie du laser n'est pas suffisamment fine pour définir une fréquence précise (absence de mise en évidence du "Lamb dip") et lorsqu'il n'existe pas de molécule connue dont une des raies d'absorption coïncide avec la raie d'émission laser. Dans ce cas il faut alors pouvoir se verrouiller sur une source de fréquence différente et donc disposer d'un générateur d'harmoniques et d'un mélangeur permettant de comparer la fréquence du laser à celle de la source de référence. Le signal de battement à la fréquence intermédiaire est utilisé dans une boucle d'asservissement classique.

Alors que le laser H_2O peut être stabilisé facilement par la première méthode, le laser HCN peut être indifféremment stabilisé par les deux méthodes proposées, Une description détaillée est entreprise dans l'Annexe III en ce qui concerne la stabilisation du laser H_2O à partir du "Lamb dip" de sa raie d'émission ainsi que les stabilisations

FIG.11: Laser et support de Laser (vue de face.)



possibles du laser HCN soit à partir de la raie d'absorption du difluoro-éthylène CH_2-CH_2., soit à partir d'un quartz de référence. Les stabilités optimales à long terme obtenues par ces différents procédés sont respectivement de 7 10^{-8} pour le laser H_2O [46], de 2 10^{-8} [61] et de 10^{-10} [60] pour le laser HCN suivant les deux méthodes citées précédemment.

Dans le cas du laser H_2O, les performances ne peuvent être accrues actuellement que par la découverte d'une molécule dont une des raies d'absorption coïnciderait avec l'une ou l'autre des raies d'émission de H_2O (28 µ, 78 µ ou 118 µ), ou encore par la mise en oeuvre de dispositifs mélangeurs et générateurs d'harmoniques permettant de stabiliser directement le laser H_2O à partir d'un quartz de référence, sans utiliser le laser HCN comme intermédiaire de fréquence.

Les résultats publiés concernant les différentes stabilisations du laser HCN effectuées (Annexe III) nous montrent que la stabilité obtenue en se raccrochant aux sources microondes est nettement meilleure que celle obtenue dans l'utilisation de la raie d'absorption de CH_2-CF_2 . Cependant il n'est pas encore possible de rejeter cette dernière solution. En effet, alors que la première solution nous limite à la stabilité du quartz de référence, compte tenu des différents couplages nécessaires entre les différentes sources de la chaîne d'asservissement, l'utilisation de l'absorption saturée ("Lamb Dip" dans la cuve d'absorption du CH_2-CF_2), si elle était possible, pourrait conduire à des stabilités voisines de celles obtenues dans les standards de fréquence optique (10^{-12}-10^{-13}).

2.1.3.2. Dispositions prises pour mettre en oeuvre les techniques actives de stabilisation

Dans ce premier temps de la réalisation du laser, nous nous sommes principalement donnés les moyens de mettre en oeuvre les diverses techniques actives de stabilisation exposées ; leur utilisation constituera une seconde étude, ultérieure à la nôtre.

Nous avons ainsi équipé la cavité laser de piézocéramiques destinées à son asservissement en longueur. Ces piézocéramiques se présentent sous la forme d'un empilement de disques de 2,5 mm chacun dont le

coefficient de dilatation piezoélectrique d_{33} vaut 480 10^{-12} m/V. Les "piézocéramiques de modulation" peuvent entraîner une variation de la longueur de la cavité $\Delta L_{Max} = \pm 1$ µ et sont solidaires du miroir-plan (2). Les "piézocéramiques d'asservissement" peuvent effectuer au maximum un rattrapage de ± 14 µ de la longueur de cavité en assurant la translation du miroir sphérique (1) qui leur est solidaire . Cette distinction entre les deux types de piézocéramiques permet de séparer électriquement la modulation de l'asservissement. De nombreuses précautions doivent être prises pour le montage des céramiques :

* précautions mécaniques, car les miroirs doivent être tenus rigidement aux céramiques tout en restant démontables l'un de l'autre. La solution choisie a été de placer les miroirs dans des boîtiers indépendants collés face arrière aux céramiques.

* précautions électriques, car le tout reste plongé dans l'atmosphère disruptive des gaz de la décharge et les "têtes laser" se trouvent protées à un potentiel électrostatique élevé. Cet obstacle a pu être surmonté en enrobant de silastène la surface externe des céramiques et en guidant ces céramiques sur un axe isolé par rapport à la "tête laser".

D'autre part, nous avons également choisi les conditions de fonctionnement du laser de manière à accroître les performances des techniques actives de stabilisation. Les conditions déjà précisées dans les "techniques passives" de stabilisation (pression relativement faible pour l'obtention d'une décharge parfaitement stable : $P < 0,6$ Torr) ne peuvent être que bénéfiques pour les "techniques actives de stabilisation" ; en effet une pression faible conduira à une largeur de raie laser étroite et la finesse de la raie est toujours un facteur positif pour le gain de la boucle d'asservissement même s'il n'intervient pas au premier plan suivant les différents types de stabilisation. Les conditions de pression sont d'ailleurs plus sévères pour le laser H_2O en vue de l'obtention du "Lamb Dip" ($P < 0,3$ Torr).

De même le courant de l'alimentation de la décharge, déjà nécessairement élevé comparé à celui des autres lasers, ne doit pas être excessif (< 1 A) si on désire le contrôler facilement et avec une grande précision.

2.2. OPTIMISATION DE LA PUISSANCE LUMINEUSE DU LASER HCN-H_2O

Pour les lasers en infra-rouge lointain l'optimisation de l'intensité lumineuse est une nécessité, accrue par le fait que nous désirons travailler dans des conditions optimum de stabilité en fréquence. La faiblesse de l'intensité comparée aux intensités obtenues dans les lasers CO_2 ou d'autres lasers se rapprochant de l'optique visible peut être imputée à deux raisons principales : d'une part une première raison évidente résulte de la faible valeur de l'énergie de transition comparée à celles de l'optique visible (1/1000), d'autre part l'accroissement important des pertes par diffraction pour ces plus grandes longueurs d'onde nous oblige à mettre en oeuvre des cavités moins performantes pour l'amplification du milieu laser. En revanche, la faiblesse de la puissance laser peut rarement être attribuée à la faible intensité de la raie pour le laser HCN (337 μ) et H_2O (28 μ, 118 μ) car les niveaux de la transition y sont reliés par un fort moment dipolaire.

L'optimisation de la puissance laser s'obtient également par deux types de techniques différentes ; la "technique passive" est appliquée dans la réalisation géométrique de la cavité, la "technique active" repose sur les moyens mis en oeuvre pour optimiser la puissance en cours même de fonctionnement. Nous serons donc amenés à discuter successivement des paramètres liés à la géométrie de la cavité et des paramètres liés à la décharge dans les gaz et des solutions expérimentales qui leur sont apportées.

2.2.1. Géométrie de la cavité

L'optimisation de la géométrie de la cavité a été recherchée essentiellement pour le laser HCN (311 μ et 337 μ) qui constituent la première étape de notre étude.

Les paramètres essentiels définissant la géométrie de la cavité sont les suivants :

* Longueur du milieu amplificateur L
* Diamètre du tube de décharge 2a

* Configuration des miroirs (1) et (2) liée à la valeur de $g_1 = g_2 = 1 - \frac{L}{R_1}$ pour une cavité symétrique et $g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}$ avec $g_2 = 1$ pour une cavité demi-symétrique (cf. 1.2.1.2).

* Couplage avec le milieu extérieur de la puissance stockée dans la cavité. Ce couplage est ici défini par le coefficient R_3 de la lame semi-transparente.

Ces paramètres d'interviennent pas tous de façon simple, et indépendamment les uns des autres, sur la puissance de sortie extraite de la cavité. Ils influent sur le milieu amplificateur (son gain $G_{o\lambda}$, son intensité de saturation I_s, et son volume de modes V_M) ainsi que sur les pertes par diffraction ou par réflexion (α_R et α_D) subies par l'onde électromagnétique dans la cavité. Ces dernières grandeurs peuvent être par contre reliées plus directement à la puissance de sortie. Aussi, après avoir obtenu quantitativement une telle relation nous pourrons discuter plus précisément l'influence des paramètres géométriques de la cavité sur la puissance de sortie et justifier le choix que nous avons fait.

2.2.1.1. Expression de la puissance de sortie en fonction des caractéristiques du milieu amplificateur et des pertes de cavité

Si l'on se donne $G_{o\lambda}$ "gain d'intensité nulle" défini au 1.2.1.1. l'intensité lumineuse I présente dans la cavité peut être déterminée à partir de la formule décrivant la saturation du milieu laser au centre de la raie :

$$G_\lambda = \frac{G_{o\lambda}}{\left(1 + \frac{I}{I_s}\right)^r} \qquad (44)$$

G_λ est le gain de saturation, en fonctionnement pour l'intensité I

I_s est l'intensité de saturation

r , est un exposant rendant compte du type d'élargissement de la raie. Il est égal à 1 pour une raie élargie de manière homogène et à 1/2 pour une raie élargie par effet Doppler.

Lorsque la cavité a atteint l'équilibre, le gain G_λ est la somme directe des pertes par diffraction et par réflexion (par unité de longueur

et pour un aller-retour du faisceau) :

$$G_\lambda = \alpha_R + \alpha_D = \frac{R_3}{L} + \frac{D}{L} \qquad (45)$$

Il est plus commode d'introduire ici le coefficient des pertes totales par réflexion, égal en première approximation au coefficient de réflexion de la lame semi-transparente R_3 et le coefficient des pertes totales par diffraction D dont la lecture sur les graphiques de Li (fig. 3 et fig. 4) est plus directe que celle de α_D.

Dans ces conditions, à partir de la formule (44) nous obtenons deux formules possibles pour l'intensité I de l'onde présente sur l'axe de la cavité suivant le type d'élargissement

élargissement homogène :
$$I = I_s \left[\frac{G_{o\lambda} L}{R_3 + D} - 1 \right] \qquad (46)$$

élargissement inhomogène :
$$I = I_s \left[\frac{G_{o\lambda}^2 L^2}{(R_3+D)^2} - 1 \right] \qquad (47)$$

Les formules (46) et (47) ne s'appliquent que localement en chaque point du milieu laser. Elles ne rendent pas compte de la distribution spatiale du champ dans la cavité et de celle de I et $G_{o\lambda}$ qui en résulte. En effet, si le mode d'oscillation est un mode fondamental, le faisceau dans la cavité possède une distribution gaussienne (cf. 1.3.1), l'intensité I décroît lorsqu'on s'écarte de l'axe de la cavité et la saturation alors moins prononcée du milieu amplificateur peut conduire à un gain plus élevé. En considérant la puissance P de l'onde stationnaire dans la cavité, indépendante de l'endroit où l'on se place, on peut définir en première approximation l'intensité I en un point donné de l'axe du résonateur par :

$$I = \frac{P}{S} \qquad (48)$$

où S représente la section du faisceau gaussien en cet endroit. L'intensité moyenne <I> suivant l'axe du résonateur sera donc :

$$\langle I \rangle = \left\langle \frac{1}{S} \right\rangle P \qquad (49)$$

$< \frac{1}{S} >$, étant la moyenne inverse de l'aire transversale du faisceau gaussien suivant toute la longueur de la cavité.

Cette approximation revient à assimiler la cavité considérée à une cavité réduite à son axe où l'intensité <I> de l'onde est constante, mais elle permet néanmoins d'inclure simplement la répartition spatiale du faisceau.

Dans la mesure où $G_{o\lambda}$ est supposé constant suivant toute la longueur du milieu amplificateur, les formules (46) et (47) conduisent également à la valeur moyenne <I> :

$$<I> = <I_s> \left[\left(\frac{G_{o\lambda} L}{R_3 + D} \right)^{1 \text{ ou } 2} - 1 \right] \qquad (50)$$

$<I_s>$ représente la valeur moyenne de l'intensité de saturation. Sachant que la puissance extraite P_{ext} de la cavité représente un pourcentage R_3 de l'onde présente dans la cavité, nous pouvons ainsi déduire P_{ext} à partir des formules (49) et (50)

$$P_{ext} = R_3 \frac{<I_s>}{<\frac{1}{S}>} \left[\left(\frac{G_{o\lambda} L}{R_3 + D} \right)^{1 \text{ ou } 2} - 1 \right] \qquad (51)$$

(formule incluant les deux types d'élargissement possibles de la raie).

2.2.1.2. Influence des paramètres géométriques sur la puissance de sortie

Alors que l'influence de la longueur L et du coefficient de couplage R_3 apparaît directement dans la formule (50), celle de la configuration des miroirs et du diamètre du tube laser 2a reste implicitement contenue dans D, $<\frac{1}{S}>$, $<I_s>$ et $G_{o\lambda}$.

$G_{o\lambda}$, "gain d'intensité nulle" est inversement proportionnel au diamètre du tube, mais la constante de proportionalité reste déterminée par les conditions de fonctionnement du milieu laser (courant, pression etc.). Ce résultat empirique, déjà vérifié pour le laser He-Ne[67] correspond au fait que l'importance du pompage laser est en corrélation avec la densité de courant de décharge et non pas avec le courant lui-même.

Nous pouvons choisir a priori la constante de proportionalité identique à celle trouvée par Birch et Bradley[18] dont les conditions de travail étaient voisines des nôtres (décharge située à 0,8 A, pour une pression de 0,6 Torr, dans un mélange équimolaire de CH_4-N_2)

$$G_{o\lambda} = \frac{2.0}{a} \qquad (52)$$ où a est en millimètre

Les pertes par diffraction D dépendent de la configuration des miroirs (g_1), de la longueur de la cavité et du diamètre du tube suivant les graphiques de Li (fig. 3 et fig. 4). Elles sont d'autant plus importantes que l'on se rapproche de la configuration miroir-plan (g_1=g_2=1), que la longueur du laser est grande et que le diamètre du tube est faible.

La grandeur $\frac{1}{\langle 1/S \rangle}$ augmente avec la surface moyenne <S> du faisceau dans la cavité, et par conséquent avec le volume des modes V_M. Son optimum correspond ici à la configuration miroirs-plan (g_1=g_2=1).

L'intensité de saturation I_s est une caractéristique du milieu laser qui rend compte des phénomènes d'excitation et de relaxation des molécules (HCN par exemple). Elle ne dépend que du temps de vie des niveaux excités de la transition laser. Dans la mesure où la durée de vie de ces niveaux résulte uniquement des mécanismes collisionnels, I_s n'intervient pas dans l'optimisation de la puissance pour des conditions données de fonctionnement (pression, courant). Mis à part le cas des faisceaux de cavité très étroits où la diffusion rapide des molécules de l'intérieur du faisceau vers l'extérieur peut contribuer à modifier la durée de vie effective du niveau excité, l'hypothèse précédente reste toujours valable.

2.2.1.3. Choix de la géométrie de la cavité

A partir de l'équation (51) et des résultats précédents, l'optimisation de la puissance extraite P_{ext} peut être obtenue théoriquement en étudiant le réseau de courbes : $P_{ext} = f(a, L, g_1)$ et en cherchant ainsi les valeurs optimales a_o, L_o, $(g_1)_o$. Cependant cette étude reste encore une approche, car les conditions de fonctionnement du laser HCN choisies (P < 0,6 Torr) ne permettent pas de déterminer l'élargissement prédominant de la raie laser (cf. Annexe II) et la relation (51) peut donc prendre l'une ou l'autre des deux formes possibles. D'autre part l'optimum

$\frac{G_{o\lambda} L}{R_3+D}$ est fondamental pour l'optimisation passive de la cavité.

Nous avons montré en Annexe I qu'il existe une valeur optimale du couplage de sortie permettant d'extraire le maximum de puissance de la cavité, pour un gain laser et des pertes par diffraction données. Il est donc nécessaire de pouvoir optimiser le couplage de sortie ici défini par R_3. Lorsque la lame semi-transparente est utilisée seule, le choix du matériau de la lame et de son épaisseur sont déjà déterminés à partir des critères de transparence aux longueurs d'onde considérées (cf. I.3.3), aussi la seule possibilité de faire varier R_3 reste dans la détermination de l'angle d'incidence de la lame par rapport au faisceau de la cavité.

Lesieur et Veron[30] ont montré que la position angulaire optimale était de 49° par rapport à l'axe du laser, pour des conditions données d'oscillation de la cavité. Dans le montage interférométrique de Michelson qui est le nôtre **, le couplage de sortie est facilement réglable de 0 à $4\,R_{//}\,T_{//}$ (cf. I.3.4) en faisant varier la position du miroir de sortie. Les pertes par réflexion correspondantes R_3, définies pour un aller du faisceau dans la cavité, peuvent donc varier de 0 à $2\,R_{//}\,T_{//}$ c'est-à-dire le double de ce qu'il est possible d'obtenir avec la lame semi-transparente seule. Nous prendrons, pour la suite des calculs, la valeur de R_3 théoriquement optimale, définie en Annexe I et voisine de 5%.

Nous constatons alors que la valeur du terme $\frac{G_{o\lambda} L}{R_3+D}$ sera d'autant plus importante que la longueur L du milieu amplificateur sera plus grande, à condition que les pertes par diffraction D restent limitées pour la configuration choisie (< 1% ou 2%). Cette restriction étant faite, la puissance extraite P_{ext} sera de même directement proportionnelle à la longueur L. La longueur du milieu amplificateur est celle de la décharge réalisée

---

** Si la puissance obtenue est largement supérieure au seuil exigible dans les expériences de détection, il sera possible de revenir facilement à la configuration avec deux "demi-faisceaux" dont l'un pourrait être utilisé dans la stabilisation du laser.

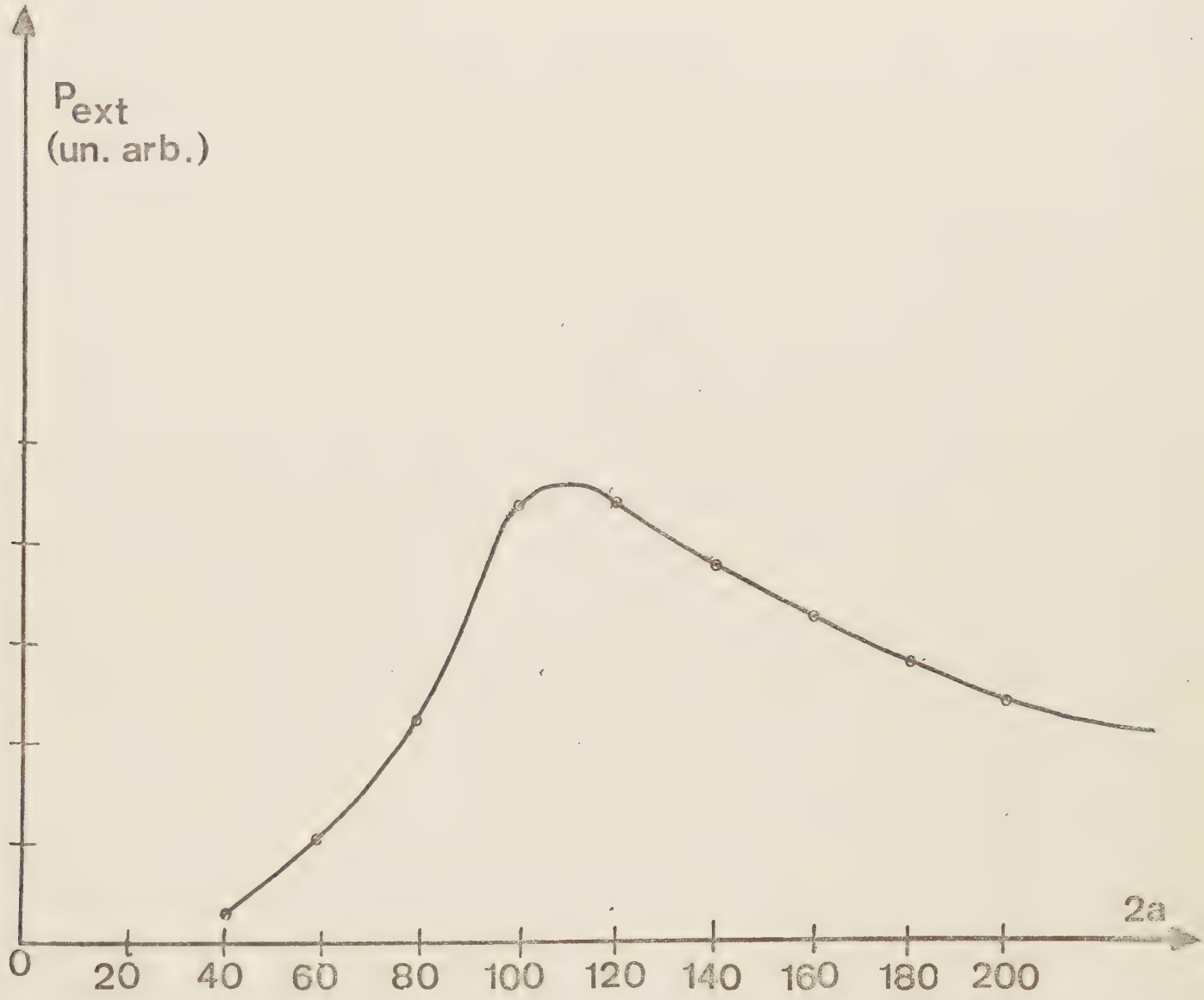


FIG.12; Puissance extraite de la cavité fonction du diamétre du tube de décharge pour un Laser HCN de 6m avec configuration semi-confocale ($g_1 \neq 0.5, g_2 = 1$).

la décharge réalisée dans les gaz. C'est pourquoi nous nous sommes attachés non seulement à réaliser une cavité de grande dimension (6m,20), mais aussi à faire en sorte que la décharge y occupe la longueur maximum (5m,80 sur 6m20). Ce n'est pas la longueur optimale au sens même de la définition, car il est probable que la puissance extraite avec un laser de plus grande dimension pourrait être encore plus élevée (les lasers HCN les plus longs actuellement réalisés sont de 8 m). Mais nous avons estimé que la puissance délivrée dans les conditions de fonctionnement requises serait suffisante pour les expériences de détection Josephson. D'autre part, accroître encore la longueur choisie aurait conduit à mettre en oeuvre des installations peu compatibles avec l'emplacement disponible dans la salle de travail.

Le diamètre du tube de décharge 2a intervient à la fois dans la valeur de $G_{o\lambda}$ et dans celle des pertes par diffraction D. En prenant pour $G_{o\lambda}$ la formule (52) introduite au paragraphe précédent et pour L la valeur que nous nous sommes fixés ($L \neq 6m$), il est alors possible à l'aide des graphiques de Li (figure 3) de trouver la valeur de a optimisant le terme $G_{o\lambda}L/(R_3+D)$ pour chaque configuration de miroir. La figure 11 nous montre ainsi les variations du terme $G_{o\lambda}L/(R_3+D)$ suivant les valeurs de a, pour une configuration semi-confocale ($g_1 = 0,5$, $g_2=1$). Il apparaît alors que la courbe représentée présente un maximum peu accentué entre les valeurs 100 mm et 120 mm du diamètre du tube de décharge, par contre nous assistons à une forte décroissance de la courbe pour des diamètres plus faibles (2a inférieur à 80 mm). Pour cette configuration semi-confocale des miroirs nous avons donc choisi le diamètre intérieur du tube à décharge égal à 100 mm valeur standard permettant de disposer d'un choix important de dimensions longitudinales normalisées, et correspondant en première approximation à la valeur optimisant la puissance extraite dans le cas du laser HCN (337 μ et 311 μ). D'une manière générale, la valeur de a optimisant la puissance extraite décroitra pour des raies laser de longueur d'onde plus faibles (raies de H_2O). Aussi, si l'on désire optimiser la puissance du laser pour les raies H_2O, il conviendra d'utiliser des tubes de décharge de diamètre plus faible (50-70 mm). Cependant la valeur de 100 mm choisie permettra l'observation de ces raies dans des conditions acceptables pour les premières expériences.

La configuration des miroirs influe comme nous venons de le voir sur les pertes par diffraction, et sur le volume de modes V_M qui est lié à la valeur moyenne $\langle \frac{1}{S} \rangle$ définie dans la formule (51). Bellond et Veron ont montré qu'il existait une configuration optimale des miroirs pour la puissance de sortie dans un laser HCN de 1m,35 [39] . Cependant il est plus difficile de faire varier les paramètres g_1 et g_2 définissant la configuration des miroirs pour une cavité de grande dimension. A titre d'exemple, pour obtenir une valeur 0,9 du paramètre g il convient de disposer d'un miroir de 60m de rayon, matériel peu disponible étant donné la taille de ces miroirs. D'autre part, les critères essentiels qui fixent ici le choix d'une configuration de miroirs sont la faible valeur tolérée pour les pertes par diffraction et le montage interférométrique de Michelson utilisé. Un ensemble de miroirs de grand rayon de courbure conduirait à des pertes par diffraction élevées, susceptibles d'être fortement accrues par un désalignement de la cavité. D'autre part, le couplage de sortie nous astreint à utiliser un miroir plan du côté de la cavité. C'est pourquoi, nous avons choisi une cavité presque semi-confocale (g_1 0, g_2=1) dont le volume de mode associé est relativement important, les pertes par diffraction faibles ($\simeq$ 1%) et l'alignement relativement facile pour une telle longueur de cavité. Cette configuration peut toujours être remise en cause facilement car les miroirs sont interchangeables rapidement dans la cavité. Un autre intérêt de la cavité semi-concentrique réside dans le fait que le diamètre de pincement du faisceau se situe à la sortie (2cm), cette disposition permettant une mesure plus facile de la puissance de sortie en l'absence de système de focalisation.

2.2.2. Paramètres liés à la décharge

Le plasma de décharge fixe la valeur du gain $G_{o\lambda}$ évoqué précédemment. Les mécanismes de formation, d'excitation et relaxation des molécules participant à l'effet Laser au sein du plasma ont été largement développés dans le chapitre I (cf. 1.4). En raison de la complexité des phénomènes qui ont lieu, l'optimisation de l'intensité laser résulte très souvent d'une approche empirique. La connaissance du rôle et de l'importance respective des paramètres de la décharge permet de cerner plus précisément cette approche. Aussi nous nous sommes donnés ici les moyens d'influer sur les paramètres plutôt que d'indiquer une "recette" particulière de

l'optimisation du plasma. Nous pouvons classer les paramètres mesurables et contrôlables de la décharge dans l'ordre suivant des influences croissantes sur la puissance :

* choix et proportions du mélange gazeux
* pression de fonctionnement et débit
* courant de décharge
* température du tube de décharge

Nous étudierons donc l'influence de ces paramètres qui ne sont d'ailleurs pas totalement indépendants et les solutions proposées dans l'ordre du classement approximatif précédent.

2.2.2.1. Choix et proportions du mélange gazeux

Les raies de transition laser HCN à 337 μ et 311 μ nécessitent pour être observées des mélanges de gaz contenant les éléments C,N et H dont les proportions optimales semblent être C:1, N:1, H:2 ou plus (cf. 1.4).

Nous n'avons pas cherché à utiliser des gaz tels que le cyanure de méthyle CH_3CN, le proprionitrile C_2H_5CN ou encore des mélanges tels que $(CH_2H_5)_2O + N_2$ ou $C_2H_5OH + N_2$ [35] car ils entraînent des décharges "sales" (dépôts d'hydrocarbures importants dans le tube de décharge), peu stables et donnant une émission laser peu intense. Nous leur avons préféré des mélanges plus efficaces et plus "propres" tels que :

méthane-ammoniaque $(CH_4 + NH_3)$

ou

méthane-azote $(CH_4 + N_2)$

avec la possibilité d'y ajouter de l'hydrogène moléculaire H_2 dont l'efficacité a été justifiée dans les mécanismes de relaxation-excitation des molécules HCN (cf. 1.4.1).

Les proportions optimales des mélanges cités précédemment semblent correspondre couramment à des mélanges équimolaires (CH_4:1, $N_2 \simeq 1$, par exemple). D'autre part l'adjonction d'hélium en proportion importante dont l'effet bénéfique a été souligné par un certain nombre d'utilisateurs [36] et [39] ne semble pas devoir s'imposer dans les conditions de fonctionnement requises pour optimiser la stabilité de fréquence (pression

et courant relativement faibles). En effet, il semble avoir peu d'influence sur les mécanismes de relaxation et excitation par collisions moléculaires, mais la présence d'hélium apparaît efficace pour homogénéiser la température du plasma grâce à sa diffusion facile vers les parois internes du tube de décharge, et dans la mesure où la température optimale du plasma est atteinte, elle tend à accroître le volume utile d'émission radiative. Par contre, l'énergie de la décharge se trouve alors emmagasinée en grande partie dans l'ionisation de l'hélium et il faut atteindre des courants de décharge ainsi que des températures de tube de décharge relativement élevés pour compenser cette perte d'énergie dans les mécanismes fondamentaux d'émission radiative des molécules HCN. Belland et Veron[39] ont ainsi obtenu l'optimisation de la puissance laser avec un mélange contenant CH_4, N_2 et He dans les proportions{$(N_2):(CH_4):(He) = 3:8:86$} , mais pour une pression d'environ 2 Torrs, un courant de 1,5 A et une température de 150°C pour le tube de décharge. Pour des conditions de fonctionnement en stabilité de fréquence, l'addition d'hélium semble plus contestée par la plupart des expérimentateurs.

Pour le laser H_2O, le choix des gaz est plus simple car il suffit d'introduire de la vapeur d'eau pure en compagnie éventuellement d'hydrogène moléculaire H_2 pour favoriser la relaxation des molécules d'eau (cf. I.4.2). Les proportions respectives des deux gaz dépendent du courant de fonctionnement de la raie H_2O que l'on veut sélectionner.

La vapeur d'eau est obtenue à partir d'un récipient thermostaté vers 70°C et il convient d'éviter que l'eau puisse se condenser dans les canalisations situées avant la vanne aiguille assurant le débit de vapeur d'eau (ceci est obtenu en chauffant cette portion de canalisation à une température supérieure à 70°C). D'autre part, l'émission de la vapeur d'eau ne peut avoir lieu si le tube à décharge a été pollué par les dépôts hydrocarbonés de la décharge en HCN ; paradoxalement, l'émission à 337 µ est encore observée pendant longtemps (30 mn - 1 h.) car la décomposition de H_2O et les dépôts hydrocarbonés fournissent les éléments nécessaires à cette émission et le gain $G_{o\lambda}$ de la raie à 337 µ est supérieur à celui associé aux raies de H_2O. Pour nettoyer pratiquement les

tubes de décharge, il est d'ailleurs possible d'utiliser la décharge dans la vapeur d'eau mais cette opération est longue (plusieurs heures). Le temps de nettoyage est d'autant plus grand que le tube est pollué et que son diamètre est important.

2.2.2.2. Pression de fonctionnement et débit des gaz

La pression totale et le débit des gaz influent en premier lieu sur la structure de la décharge. Pour obtenir une décharge stable dans les mélanges CH_4-N_2 et CH_4-NH_3, il convient de travailler à des pressions inférieures à 0,6 Torr, alors que dans la vapeur d'eau seule, une pression de 0,3 Torr est tolérée. Etant donné ces restrictions, il faut néanmoins souligner que dans tous les cas l'intensité radiative est fonction croissante du nombre de molécules HCN (ou H_2O) donc de la pression totale, aussi nous travaillerons toujours à la pression totale maximum compatible avec la stabilité en fréquence.

- Le débit des gaz influe très peu sur la puissance du laser HCN (ou H_2O) dans la plage de fonctionnement possible. Le débit maximum possible admissible par la pompe est de 25 m^3/h à 1 Torr ce qui correspond à un écoulement de 550 cm^3/mn dans les conditions normales de température et de pression. Pour un tel écoulement, le temps de séjour des molécules gazeuses à l'intérieur du laser est d'environ 10 sec., ce qui est largement supérieur au temps de formation des molécules HCN.

2.2.2.3. Courant de décharge I

L'influence du courant de décharge se manifeste sur la formation des molécules HCN, et de "leur partenaires" H_2 ainsi que sur leur dissociation (cf. 1.4.3). Pour un mélange de gaz et une pression donnés il existe forcément un optimum du courant de décharge. Généralement, dans les mélanges CH_4-N_2 et CH_4-NH_3 il est constaté une forte croissance de l'intensité laser jusqu'aux environs de 1 A puis une croissance très faible au-delà, de telle sorte que l'optimum pourra échapper aux limites possibles de l'alimentation en courant. Dans la mesure où la valeur de I optimale ne sera pas trop élevée, il sera alors nécessaire de la rechercher, ce qui est le cas pour le laser H_2O dont les valeurs sont généralement plus faibles (0,5-0,8 A).

2.2.2.4. Température du tube de décharge

La température (cf. 1.4.3) du tube de décharge a un rôle voisin du courant de décharge et influe sur les équilibres chimiques" au sein du plasma. Pour une pression et un mélange de gaz donnés il existera aussi une température optimale du tube à décharge pour le fonctionnement du laser. La recherche de cette température optimale a été systématiquement effectuée pour le laser HCN avec différents mélanges de gaz initialement introduits[39],[38]. Alors que la température optimale se situe aux environs de 150° pour des mélanges contenant de l'hélium {$(N_2):(H_4):(H_e)$ = 3:8:86} , il semble que dans les mélanges simples N_2-CH_4 la température optimale soit plus basse quelles que soient les proportions (< 100°C). La recherche systématique de la température optimale exige la mise en place d'une enveloppe thermostatée avec circulation d'huile autour du tube de décharge. Cette opération relativement coûteuse pour un laser de 6m de longueur n'a pas été envisagée dans une première étape d'autant qu'elle s'avère moins indispensable lorsque l'on fonctionne avec des mélanges CH_4-N_2 et CH_4-NH_3. En effet, par suite de la puissance dissipée dans la décharge et des échanges thermiques avec l'air extérieur la température du tube de verre se fixe naturellement au voisinage d'une température de 80°C ce qui permet déjà d'approcher l'optimum de puissance à ≃ 10% près. Une meilleure approche pourra éventuellement être effectuée en enrobant le tube de décharge par du papier d'aluminium ce qui permettra d'élever la température du tube en limitant les pertes thermiques par rayonnement. Au cas où la température optimale serait inférieure à 80°C, il suffirait de refroidir le tube de décharge par circulation d'eau dans un tube caoutchouc bobiné extérieurement.

2.2.3. Stabilité de la puissance

La stabilité de la puissance est liée à la stabilité des paramètres dont dépend cette puissance.

Un certain nombre de ces paramètres sont communs à ceux évoqués dans la stabilisation en fréquence (accord de la cavité, léger désalignement après balayage de la longueur de la cavité sur différents modes, variation thermique de la longueur de la cavité, etc.). Nous ne reviendrons pas sur ces paramètres, mais nous étudierons plus particulièrement ceux décrits précédemment.(2.2.2).

Les instabilités de puissance prépondérantes à moyen terme (de l'ordre de quelques minutes) sont dues aux variations de la pression totale et des débits entrainant une variation de composition du mélange gazeux. Des systèmes relativement complexes de stabilisation de la pression peuvent être envisagés[40],[37] grâce à des chaîne d'asservissement électro-mécaniques. Ces systèmes ont permis d'obtenir des stabilités en puissance de 2% à 3% sur 200 h. de fonctionnement. Nous nous sommes limités à des solutions plus simples en utilisant des régulateurs mécaniques "Brooks 8900" munis de systèmes à vanne aiguille pour les différents gaz du mélange. La pression des gaz à l'intérieur du tube à décharge est ainsi régulée à quelques pourcents près.

Le courant de décharge, une fois stabilisé, et la température du tube de décharge ont des effets du second ordre sur les variations de puissance. Par contre la pollution du tube dans le cas du laser HCN est un facteur important de modification de la puissance à long terme (plus de 20% constaté après un certain nombre d'heures). La pollution du tube, entraîné.e par la condensation de chaîne hydrocarbonées non saturées sur ses parois, provoque des variations de composition chimique du plasma non négligeables en augmentant la proportion des éléments C et N dans la décharge, ce qui se traduit par une diminution de la puissance observée. Afin d'éviter une telle pollution il conviendrait de travailler à une température élevée du tube de décharge (> 120°). Ceci est un des principaux avantages des laser HCN utilisant l'hélium en forte proportion et pour une température élevée du plasma, mais augmenter trop lentement la température du tube de décharge dans les mélanges CH_4-N_2 et CH_4-NH_3 reviendrait à s'écarter de l'optimum de fonctionnement.

2.2.4. Conclusions

Il ressort bien de l'étude précédente et de (I.4) que l'optimisation de la puissance du laser HCN reste en grande partie du domaine expérimental. Afin de pouvoir travailler dans des conditions optimales pour la stabilité en fréquence qui correspondent à des conditions de pression et de courant relativement défavorables pour l'intensité laser, nous nous sommes fixés au départ une longueur du laser relativement importante sachant que le gain total du laser est proportionnel à cette longueur.

Ce choix nécessite peu d'investissements supplémentaires dans la mesure où le tube de décharge constitué par un assemblage de tubes en verre et la structure rigide de la cavité déterminée par un ensemble de tubes en silice sont relativement peu coûteux et dans la mesure où une réduction dans leurs dimensions peut y être pratiquée rapidement.

Le meilleur rendement actuellement obtenu pour le laser HCN (337µ) est celui correspondant à l'extraction d'une puissance de 20 mW pour une longueur de cavité de 1m,35 et une longueur de décharge de 1m [39]. Les puissances maximales obtenues se situent aux environs de 100 mW pour des lasers de 8m de longueur [41]. Des tentatives pour accroître "géométriquement" la puissance du laser sont entreprises à l'aide de "lasers guide d'onde" où le tube de décharge lui-même constitue le guide d'onde pour la radiation émise, mais ce type de laser conduit à un fonctionnement multimode peu utilisable pour la stabilité en fréquence.

En ce qui concerne le laser H_2O, l'optimisation "géométrique" de la puissance n'a pas été réalisée dans la mesure où le diamètre du tube de décharge (10 cm) utilisé pour le laser HCN conduit à un gain trop faible pour le laser H_2O. Une modification relativement facile devra être pratiquée afin d'utiliser un tube de décharge de plus faible diamètre (7 cm). Avec un laser H_2O de 8m de long, on a obtenu des puissances respectives de 20 mW, 40 mW et 450 mW pour les raies à 118 µ, 78 µ et 28 µ [41].

2.3. DESCRIPTION TECHNOLOGIQUE DU MONTAGE EXPERIMENTAL

2.3.1. Description d'ensemble

Le schéma de l'ensemble expérimental (voir figure 1 b) permet de distinguer deux parties essentielles du point de vue technologique :

Une première partie est constituée par les tubes en silice (15) et les "têtes laser" (5) et (6) auxquelles ils sont reliés. Cette partie définit la structure rigide de la cavité.

Une deuxième partie est constituée par le tube à décharge et ses annexes (10), (11), (12), (13), (14).

FIG 13: Schéma du Laser $HCN-H_2O$. (L=6m50)

Dans un premier temps, nous étudierons successivement ces deux parties de manière à dégager leurs caractéristiques essentielles, puis nous analyserons de façon plus détaillée les éléments optiques du laser (miroir, lame semi-transparente, réglages d'orientation et translation).

2.3.1.1. Structure rigide de la cavité

Les 12 tubes en silice de 2m,10, dont l'importance à été soulignée dans les techniques passives de stabilisation, sont assemblés quatre par quatre à l'aide de plaques A), figure 11 Mis bout à bout de manière à éviter que d'autres matériaux contribuent également à la dilatation thermique de la cavité, les tubes en silice sont fixés sur les plaques grâce à des pinces en lucoflex, en assurant l'étanchéité pour permettre la circulation d'eau du thermostat. La solution idéale consisterait à disposer de tubes en silice de 6m,20 d'un seul tenant, mais l'usinage difficile de ce matériau ne permet pas une telle réalisation.

L'assemblage ainsi décrit repose sur le socle anti-vibration cité précédemment (cf. 2.1.2.2) par l'intermédiaire de vérins permettant l'alignement préliminaire des tubes en silice et le contact des verins avec le socle a été réalisé avec un minimum de frottement pour éviter la formation de contraintes dans les tubes lorsqu'il y a dilatation thermique des divers éléments.

Les "têtes laser" (5) et (6) sont solidaires des deux plaques terminales A) figure 11. la première contenant le miroir sphérique (1) et son dispositif d'orientation et de translation, la seconde comprenant les deux miroirs plans (2) et (4) et la lame semi-transpatente (3) ainsi que les dispositifs correspondants.

2.3.1.2. Tube à décharge

La décharge est produite d'un bout à l'autre d'un ensemble de tubes en verre (10), (11), (12), (13), (14) dont la longueur totale est de 6m environ et le diamètre intérieur de 10 cm. Les soufflets en téflon (11) permettent une dilatation thermique importante du verre indépendamment de la rigidité de la cavité. Le faible coût et la possibilité de changer facilement les tubes en verre (soit, pour modifier la longueur de la décharge, ou encore pour effectuer le nettoyage de ces tubes) sont les

principaux avantages d'une telle installation. Dans la disposition de la figure 13, les tubes (12), (13), (14) sont des tés en verre permettant le logement des électrodes ou encore l'accessibilité du plasma de décharge à des mesures de température (té (14)).

La cathode située dans le té (12) est reliée à la masse afin de ne pas compliquer son circuit d'eau de refroidissement (voir plus précisément (B) figure 9), l'anode se trouve alors portée au potentiel élevé de la décharge. Dans des conditions typiques du plasma obtenu, les caractéristiques électriques de la décharge sont : 3500 V - 0,8 A, ces caractéristiques étant sensiblement les mêmes pour le laser HCN et le laser H_2O. Afin d'éviter des amorçages nuisibles entre les électrodes et les miroirs, un soin tout particulier a été apporté à l'isolement électrique des "têtes lasers" ainsi qu'à celui de la circulation d'eau thermostatée dans les tubes en silice. En cours de fonctionnement, les "têtes lasers" se trouvent ainsi portées à des potentiels électrostatiques élevés (≃ 3000 V au voisinage de l'anode) rendant ainsi les réglages délicats, lorsqu'on pratique une décharge d'une telle longueur. Des solutions électriques ont été envisagées pour éviter l'isolement des "têtes" par rapport à la masse[37], mais nous avons préféré recourir à des solutions mécaniques (clés isolantes) pour accéder au réglage d'orientation des miroirs en cours de fonctionnement.

D'autres dispositions des électrodes ont été également utilisées pour empêcher que les "têtes" ne soient portées à des potentiels trop élevés ; ainsi la mise en place d'une double décharge avec anode centrale et cathode à chaque extrémité réduisait la valeur de ce potentiel et, en diminuant l'échauffement de chacune des cathodes, atténuait leur usure, mais l'équilibrage délicat des deux demi-décharges rend ce montage peu pratique.

La circulation du gaz se fait de l'une des "têtes" du laser jusqu'à la cathode à travers laquelle le pompage s'effectue directement. D'autres solutions peuvent être là encore envisagées et comparées en vue de l'obtention d'une meilleure stabilité du plasma de décharge.

2.3.2. Description détaillée des éléments optiques du laser

2.3.2.1. Montage des miroirs, réglage en orientation, réglage en translation

La figure 14 représente le système d'orientation et translation du miroir sphérique (1). Ceux associés aux miroirs (2) et (4) ne diffèrent que par l'absence de piézocéramique dans le cas du miroir (4) et l'absence de translation mécanique pour le miroir (2). En effet, une translation de ce miroir entrainerait à la fois une modification du couplage de sortie et un changement de la cavité (cf. 1.3.4) . Aussi nous avons choisi de décrire l'ensemble le plus complet.

* Les miroirs sont cylindriques, de 10 cm de diamètre et aluminés face avant (traitement M.T.O). La couche d'aluminium, en l'absence de protection possède des propriétés réfléchissantes comparables, sinon supérieures, à l'or dans le domaine de l'infra-rouge lointain. On ne peut pas utiliser de revêtement protecteur de silice sur l'aluminium qui est absorbant dans le domaine de la longueur d'onde des raies du laser H_2O à 28 µ, 78 µ et 118 µ.

* L'orientation angulaire des miroirs est obtenue en orientant l'une par rapport à l'autre les deux brides A) et B) (figure 14), la première étant solidaire du dispositif de translation du miroir (1), la seconde étant liée à la structure rigide de la cavité. La bride A) réunie à la bride B) par l'intermédiaire du soufflet flexible C) peut tourner autour de trois axes différents suivant que l'on déplace l'une des trois vis d'orientation D) régulièrement espacées à 120°. Les vis D) conçues de manière à être réglées même lorsque la "tête laser" est portée à un potentiel élevé sont telles que la plaque A) reste en contact permanent avec la butée K). Associées à ces trois vis dont le pas est de 0,5 mm, deux séries de trois trous permettent suivant le cas, soit un réglage "gros", soit un réglage "fin". L'angle de rotation maximum d'un axe peut être respectivement de 0,1 rd ou de 0,07 rd avec une résolution de $2\ 10^{-3}$ rd.

* La translation mécanique est assurée par la butée micrométrique E) qui permet la translation de l'axe F) sur lequel est monté l'ensemble du miroir et des piézocéramiques. Le pas de la vis micrométrique est de 0,5 mm et la vis est entrainée par un moteur à rotation lente

(0,1 tour/minute) . En estimant le temps de réponse du moteur à une seconde, on obtient ainsi une résolution de la longueur de cavité d'environ 0,8 µ.

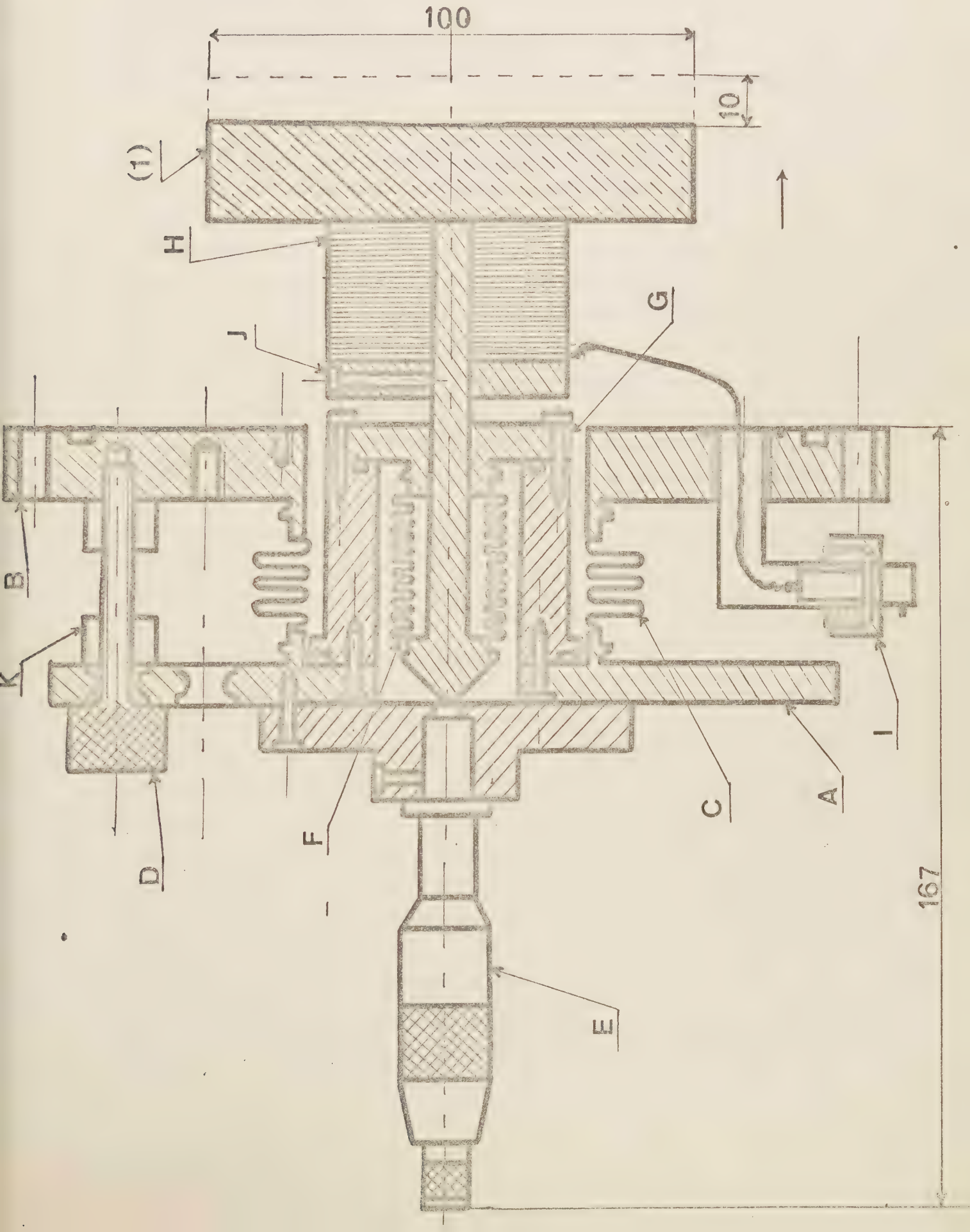
Cette résolution peut être accrue par la translation électrique des piézocéramiques H) destinées plus précisément à l'asservissement en fréquence (cf. 2.1.3). Les piézocéramiques, commandées par l'intermédiaire des connexions électriques I) sont collées à la flasque F) et peuvent glisser librement le long de l'axe F). L'empilement de disques de céramique présente par rapport à la conception du cylindre plein de même longueur l'avantage de diviser la tension d'alimentation par n (n nombre de disques de l'empilement) pour un même déplacement.

2.3.2.2. Montage de la lame semi-transparente et fenêtre de sortie

Le choix des matériaux constituant la lame semi-transparente et la fenêtre de sortie répond essentiellement au critère de transparence aux longueurs d'ondes considérées. Le polyéthylène et le mylar semblent être les matériaux les plus connus et les mieux adaptés pour l'infrarouge lointain. Le polyéthylène dont le facteur de transmission est sensiblement meilleur que celui du mylar est plus souvent utilisé dans la constitution de la lame semi-transparente alors que sa ductilité ne permet pas de l'utiliser comme fenêtre de sortie de faible épaisseur, soumise à la pression atmosphérique.

* Nous avons donc choisi comme lame semi-transparente une lame circulaire en polyéthylène de 120 mm de diamètre et dont l'épaisseur est déterminée pour avoir un minimum de pertes par réflexion (cf. 1.3.3). Celle choisie pour le laser HCN à 337 µ a pour épaisseur 60 µ. Si les vibrations acoustiques de lame causées par les vibrations du plasma de décharge nous amènent à utiliser des lames d'épaisseur supérieure (multiple de 60 µ), le choix sera alors fait en vue de la stabilité en fréquence du laser au détriment de la puissance de sortie[60]. Le montage de la lame est effectué sur un cadre métallique où elle est tendue à la manière d'une "peau de tambour". Les aspérités de sa surface sont éliminées par chauffage jusqu'à l'obtention d'une bonne image secondaire. Néanmoins la qualité médiocre (de la lame semi-transparente) dans le domaine de l'optique visible reste un obstacle pour la réalisation d'un

FIG.14 : Montage pour translation électro-mècanique et orientation de miroir . (ech.1)



bon alignement du laser étant donné sa taille (cet inconvénient n'existerait pas si l'on utilisait une lame en mylar). Enfin, le cadre de la lame peut être orienté angulairement par rapport à l'axe du laser de manière à régler très précisément la position à 45° de la lame semi-transparente.

* En ce qui concerne la fenêtre de sortie, plusieurs solutions ont été envisagées . En effet, la taille du faisceau de sortie nous impose de choisir une fenêtre de dimension suffisamment grande (8 cm de diamètre dans notre cas) ; le matériau qui la constitue doit donc être suffisamment rigide en raison de la forte pression qu'elle supporte ($\sim$ 55 kg). Nous avons préféré, afin de limiter l'absorption, une fenêtre en mylar de 200 µ d'épaisseur à une fenêtre en polyéthylène de haute densité dont l'épaisseur aurait été beaucoup plus importante ($\simeq$ 1 cm). L'épaisseur du mylar a été choisie pour minimiser les pertes par réflexion ; la condition $2e \times n$ = multiple de la longueur d'onde considérée (n = 1,69 indice de réfraction du mylar) s'applique parfaitement dans le cas du laser HCN (337 µ) . Des épaisseurs plus faibles (30 µ et 100µ) pourront être utilisées pour le laser H_2O car la taille de la fenêtre pourra être également réduite, étant donné la plus faible dimension du faisceau laser (cf. 1.3.1). Dans le cas du laser HCN (337 µ), l'absorption de la fenêtre en mylar de 200 µ est de quelques pourcents.

2.3.2.3. Alignement de la cavité

L'alignement de la cavité avec montage interférométrique de Michelson s'est avéré délicat, étant donné la longueur du laser (6m,20). Au préalable il est nécessaire de procéder à un premier alignement de la structure rigide de la cavité (tubes en silice) pour ne pas devoir effectuer un rattrapage trop important avec les vis laser de réglage d'orientation des miroirs. Les tubes en silice tolèrent une légère orientation dans leur logement en lucoflex avant serrage ; ils peuvent alors être alignés successivement par groupe de quatre lors de leur montage. L'alignement des miroirs de la cavité est ensuite effectué avec un laser d'alignement He-Ne et en utilisant la procédure suivante :

Alignement du faisceau laser He-Ne avec l'axe de la cavité défini par deux diaphragmes disposés respectivement sur les deux "têtes laser".

Mise en place et alignement du miroir sphérique (1) avec l'axe de la cavité.

Mise en place et alignement de la lame semi-transparente (3) suivant l'axe du miroir de sortie (4).

Mise en place et alignement du miroir de sortie (4) obtenu en confondant la tache provenant du laser He-Ne et directement réfléchie par la lame avec la tache retour provenant du miroir sphérique (1) et réfléchie successivement par la lame et le miroir de sortie.

Après avoir placé à nouveau le laser He-Ne suivant l'axe du miroir de sortie, on procède alors à l'alignement du miroir (2) en amenant le faisceau qu'il réfléchit sur celui réfléchi par le miroir (4).

D'autres procédures peuvent être envisagées, mais celle-ci s'est avérée commode et relativement précise. L'alignement ainsi réalisé est légèrement modifié par la mise sous vide du laser, mais nous nous sommes donnés la possibilité d'y retoucher en cours de fonctionnement. En effet, les miroirs plans (2) et (4) sont généralement réajustés de manière à optimiser la puissance de sortie lorsque l'émission laser est obtenue. Un désalignement du miroir sphérique (1) est moins critique sur la puissance de sortie.

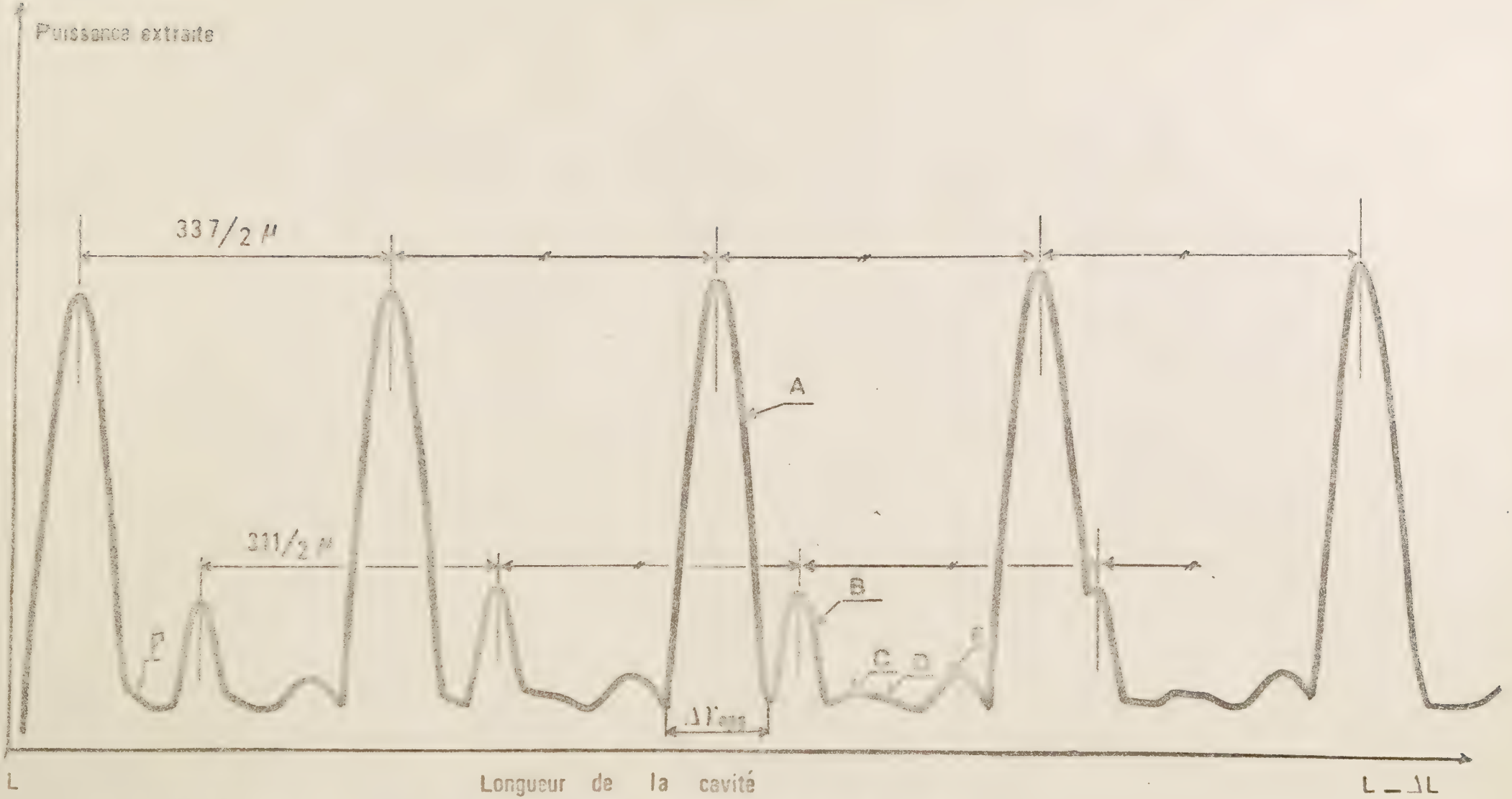


FIG.15 : Exploration des modes de la cavité semi confocale pour le laser HCN.
- A) mode fondamental, $\lambda = 337\mu$
- B) mode fondamental, $\lambda = 311\mu$
- C), D), E) modes transverses, $\lambda = 337\mu$

Chapitre III

PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX DU LASER HCN - H_2O :

III 1 - Observation des raies à 337 µ et 311 µ :

III 1) 1 - Exploration des modes de cavités :

La méthode indirecte d'observation des modes pouvant osciller dans la cavité a consisté ici à enregistrer les signaux d'émission Laser lorsque l'un des miroirs de la cavité était translaté régulièrement (ici, le miroir sphérique). En effet, comme il a été vu précédemment en I 2) 2 à chaque mode EM q,m,n correspond une longueur déterminée q,m,n de la cavité. L'enregistrement (Fig. 15) a été obtenu pour des conditions de pression moyenne (0,6 Torr) (et donc de puissance moyenne) de manière à permettre l'oscillation des modes en nombre suffisant sans trop élargir leur profil. Il fait apparaître une figure périodique de modes à 337 µ (mode fondamental A et modes transverses C, D, E) dans laquelle vient s'insérer le mode fondamental à 311 µ (mode B). Il est à noter cependant que les niveaux des différents modes n'apparaissent pas dans leurs proportions réelles ; d'une part, la détection a été faite en absence de focalisation et les modes transverses ne sont ainsi détectés qu'en partie - d'autre part le miroir de sortie étant réglé pour obtenir un maximum de puissance en 337 µ , cet optimum ne correspond plus au mode fondamental à 311 µ qui se trouve ainsi réduit.

De nombreux enregistrements ont été réalisés en dehors de celui-ci, faisant apparaître parfois des modes parasites (tels que le mode F) non reproductibles et par là même non identifiés. L'apparition de ces modes parasites est d'ailleurs fortement liée aux conditions de courant et de pression.

D'une manière générale l'obtention des raies à 311 μ et 337 μ oscillant sur les modes fondamentaux ne pose aucune difficulté ; la pression limite de fonctionnement observable était voisine de $5\ 10^{-2}$ Torr, mais le "Lamb dip" n'a jamais pu être mis en évidence de façon probante dans le profil de raie apparente. De la même façon, l'oscillation sur la raie à 373 μ , qui a été mise en évidence dans des Lasers HCN fonctionnant en régime continu, n'a pas été observée ici. Deux causes peuvent être avancées ; d'une part le gain du milieu Laser à cette longueur d'onde est faible et les pertes par diffraction trop élevées, d'autre part le miroir de sortie était réglé dans une position donnant le maximum de puissance à 337 μ mais loin de l'optimum à 373 μ .

III 1) 2 - Couplage Michelson :

Comme nous l'avons signalé précédemment (cf. I. 3)4) le couplage de sortie "Michelson" est un moyen commode de reconnaître la longueur d'onde de la raie sur laquelle la cavité oscille. La figure 16 nous montre ainsi l'enregistrement de la puissance détectée respectivement pour les raies à 337 μ et 311 μ lorsque le miroir de sortie était translaté régulièrement. Le rapport des puissances observables suivant les deux raies apparaît ici en vraie grandeur ; Puissance extraite en 311 μ / Puissance extraite en 337 μ $\simeq$ 30 % - 40 %.

Deux remarques importantes doivent être cependant apportées à la figure 16 :

- au couplage minimum ne correspond pas un niveau de sortir nul théoriquement prévu. Nous attribuons cet écart à un défaut d'alignement du Laser et en particulier de la lame semi transparente dont l'orientation à 45 ° est la plus délicate ; les deux faisceaux provenant des deux miroirs plans présentent une très faible divergence qui est détectable à grande distance de la fenêtre de sortie.
- le couplage maximum de sortie a lieu lorsque les deux faisceaux réfléchis sont exactement en phase (si cela n'était pas le cas, les courbes de la figure 16 présenteraient alors deux maxima qui reviendraient périodiquement tous les 337 μ /2 ou tous les 311 μ /2). Il en résulte que le couplage de sortie réel est égal ou inférieur au couplage de sortie optimal (cavité sous couplée) défini en annexe I.

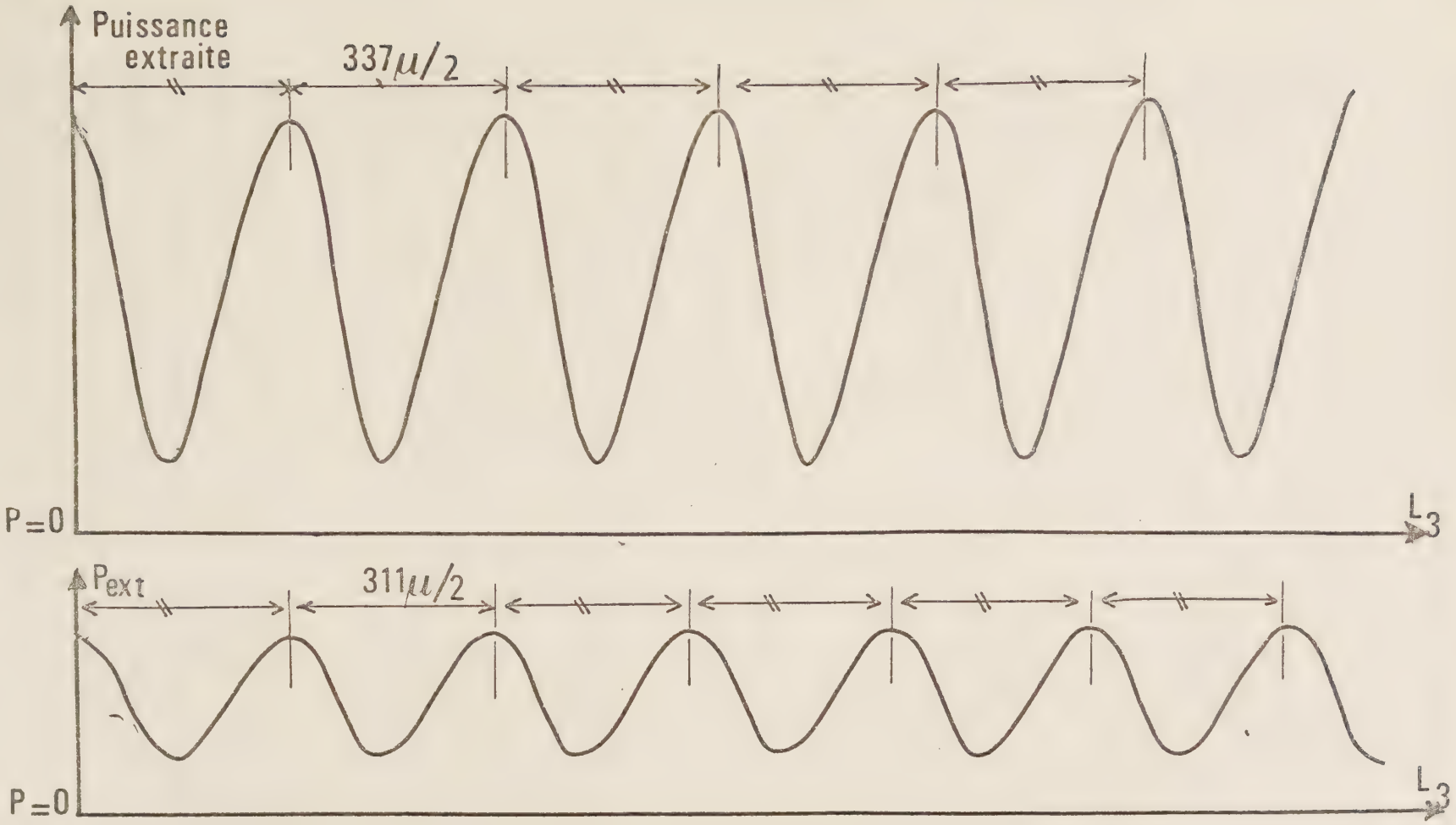


FIG.16 ; Couplage de sortie Michelson variable en fonction de la position du miroir de sortie

nota : les puissances relatives des émissions à 337μ et 311μ sont respectées.

III 1) 3 - Taille et divergence réelle du faisceau :

La taille du faisceau extrait de la cavité lorsqu'elle oscillait sur le mode fondamental en 337µ a été mesurée à différentes distances de la fenêtre de sortie. Une première méthode simple a consisté à déplacer le détecteur perpendiculairement au faisceau de sortie. Une seconde méthode équivalente mais plus rigoureuse a été mise en oeuvre en balayant transversalement le faisceau devant le détecteur fixe, grâce à un miroir plan tournant. Les résultats obtenus ont été comparés aux valeurs prévues théoriquement (cf. I 3)1) :

Distance à la fenêtre de sortie du Laser	Taille du faisceau prévue	Taille réelle du faisceau
10 cm	3,9 cm	3 cm
3 m. 50	4,36 cm	4 cm
6 m. 25	5,2 cm	6 cm

Ces différents résultats nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

* l'ordre de grandeur de la dimension du faisceau prévue théoriquement est largement respecté par les mesures, compte tenu des erreurs possibles.

* la taille du faisceau réel à la sortie du Laser est plus étroite que la valeur théorique. Ceci peut correspondre au fait que la figure d'interférences due au montage interférométrique de Michelson ne présente pas la même distribution de puissance lumineuse que celle calculée pour un couplage de sortie simple.

* la divergence du faisceau réel est plus accentuée que prévu. Ceci résulte très vraisemblablement du léger désalignement que nous n'avons pu éliminer des deux faisceaux réfléchis par les miroirs plan du montage Michelson. Cette hypothèse déjà avancée dans le précédent paragraphe est confirmée par la distribution de puissance mesurée dans une section droite du faisceau : contrairement à la distribution gaussienne symétrique, il apparaît une légère dissymétrie croissante avec la distance à la fenêtre de sortie

III 2 - Etude de la stabilité de la décharge du Laser HCN :

Nous avons déjà souligné dans l'étude théorique de la stabilité en fréquence du Laser HCN - H_2O (cf II. 1) que l'obtention d'une décharge parfaitement stable était une condition indispensable pour l'obtention d'une bonne stabilité en fréquence du Laser. Même stabilisée en courant, l'alimentation ne peut compenser les instabilités de décharge, aussi faibles soient-elles, qui se traduisent par des variations appréciables du courant de décharge. C'est pourquoi nous tenons à aborder ici plus précisément les conditions expérimentales qui nous ont permis d'obtenir un plasma très stable. Les valeurs optimum des paramètres obtenus sont évidemment propres au Laser que nous avons réalisé et peuvent être modifiées si l'on change une seule des structures liée à la décharge (conception de la cathode, conception de l'anode, diamètre du tube de décharge). Néanmoins, elles restent en général proches de celles correspondant à d'autres lasers HCN de conception différente et reposent sur un certain nombre de critères communs.

III 2) 1 - Structure du plasma de décharge dans le Laser HCN :

Comme dans tous les tubes luminescents, la décharge fait apparaître trois zones bien distinctes, correspondant à trois répartitions particulières du champ électrique : la zone cathodique, la colonne positive et la zone anodique. La zone cathodique qui peut s'étendre sur un espace de plusieurs centimètres, d'autant plus grand que la cathode est plus refroidie, est le siège d'un champ électrique élevé lié à la présence d'une charge d'espace. La colonne positive remplit par contre la quasi-totalité du tube et constitue le milieu Laser proprement dit ; le champ électrique y est faible et constant sur toute la longueur. Enfin, dans la zone anodique, le champ électrique augmente à nouveau et n'est plus compensé par la charge d'espace des ions, comme dans la zone cathodique : les électrons tombent en "chute libre" vers l'anode.

Chacune de ces zones ainsi définie peut être la source d'instabilités particulières que nous étudions séparément, bien que cette schématisation reste encore théorique.

* Il peut exister tout d'abord des instabilités créées dans la partie cathodique de la décharge dont les caractéristiques dépendent du débit fourni par la cathode. Lorsque la température de la cathode est

élevée (cathode chaude) donc lorsque une bonne émission est obtenue, les instabilités sont constituées par des oscillations régulières (qqs 100 KHz). Lorsque la température de la cathode est trop faible (cathode très froide), il ne s'agit plus à proprement parler d'oscillations, mais de "bruit" qui peut entraîner une perturbation complète de la décharge lorsqu'on essaie d'imposer un débit (donc un courant de décharge) trop élevé. Ces instabilités pourraient être supprimées en réglant la température de la cathode à la limite des deux régimes de fonctionnement.
En règle générale, l'utilisation d'une cathode chaude permet de travailler à courant de décharge élevé (1,5 A, 2A) et satisfait, comme on le verra ultérieurement, à l'optimisation de la puissance du Laser HCN (réf. 39). Elle nécessite cependant un refroidissement indispensable du tube latéral ou se trouve la cathode. Dans nos conditions de travail (I ≃ 1A), l'utilisation d'une cathode dite froide entraîne seulement des instabilités de décharge du second ordre par rapport à celles que nous allons évoquer, aussi nous sommes-nous limités à cette utilisation.

* Les instabilités dans la colonne positive résultent des différentes structures que peut prendre la décharge (stries stationnaires - stries oscillantes). En effet, la densité ou la température électronique locales peuvent osciller dans le plasma autour d'une valeur moyenne. Lorsque ces oscillations peuvent, de plus, se propager, elles donnent naissance à des ondes stationnaires, ou des stries. La théorie précise de ces stries est très compliquée, et encore imparfaite (réf. 71) elle met en jeu des problèmes difficiles d'interaction électron-ion et de statistique qu'il n'est pas utile de développer ici. Expérimentalement, l'apparition de ces stries est principalement liée aux conditions de pression et de courant de décharge ; les pressions de fonctionnement allant de 0,1 Torr à 2 Torr dans le cas du Laser HCN constituent une plage idéale pour l'observation de ces stries. Théoriquement, il est possible de considérer les stries stationnaires comme la limite des stries oscillantes lorsque leur fréquence d'oscillation devient nulle. Expérimentalement, le passage d'un régime à l'autre se fait progressivement. En effet, pour certaines pressions intermédiaires, le plasma de décharge est la réunion de deux domaines associés aux deux régimes possibles de stries : un domaine de stries oscillantes qui prend naissance à l'anode et s'étend progressivement vers la cathode pour des pressions croissantes, coexite avec un domaine de stries stationnaires au voisinnage de la cathode. L'existence des stries mobiles au sein de la

colonne positive se traduit sur le courant de décharge par des oscillations de fréquence élevée ($\geq$ 1 MHz) dont l'amplitude croit avec le volume occupé par les stries mobiles. En règle générale, l'existence de stries mobiles est nuisible à l'obtention d'une bonne stabilité en fréquence. Il est à noter que les différents régimes de décharge sont également liés à la température et à la dimension du tube de décharge, ces dépendances restant cependant du second ordre par rapport aux effets dus à la pression et au courant.

* Les instabilités anodiques constituent la dernière forme d'instabilité du courant de décharge. Elles sont liées aux instabilités du (ou des) point d'amorçage de la décharge au niveau de l'anode, conséquentes à la chute de potentiel anodique. Leur présence se manifeste sur le courant de décharge, sous la forme d'oscillations de relaxation contenant de nombreux harmoniques et dont la fréquence fondamentale est de l'ordre de 5 à 25 KHz . Afin de les supprimer, de multiples "recettes" ont été proposées par différents expérimentateurs, la plupart portant sur le choix d'une structure particulière de l'anode. Dans ce but, nous avons expérimenté de nombreuses structures d'anode :

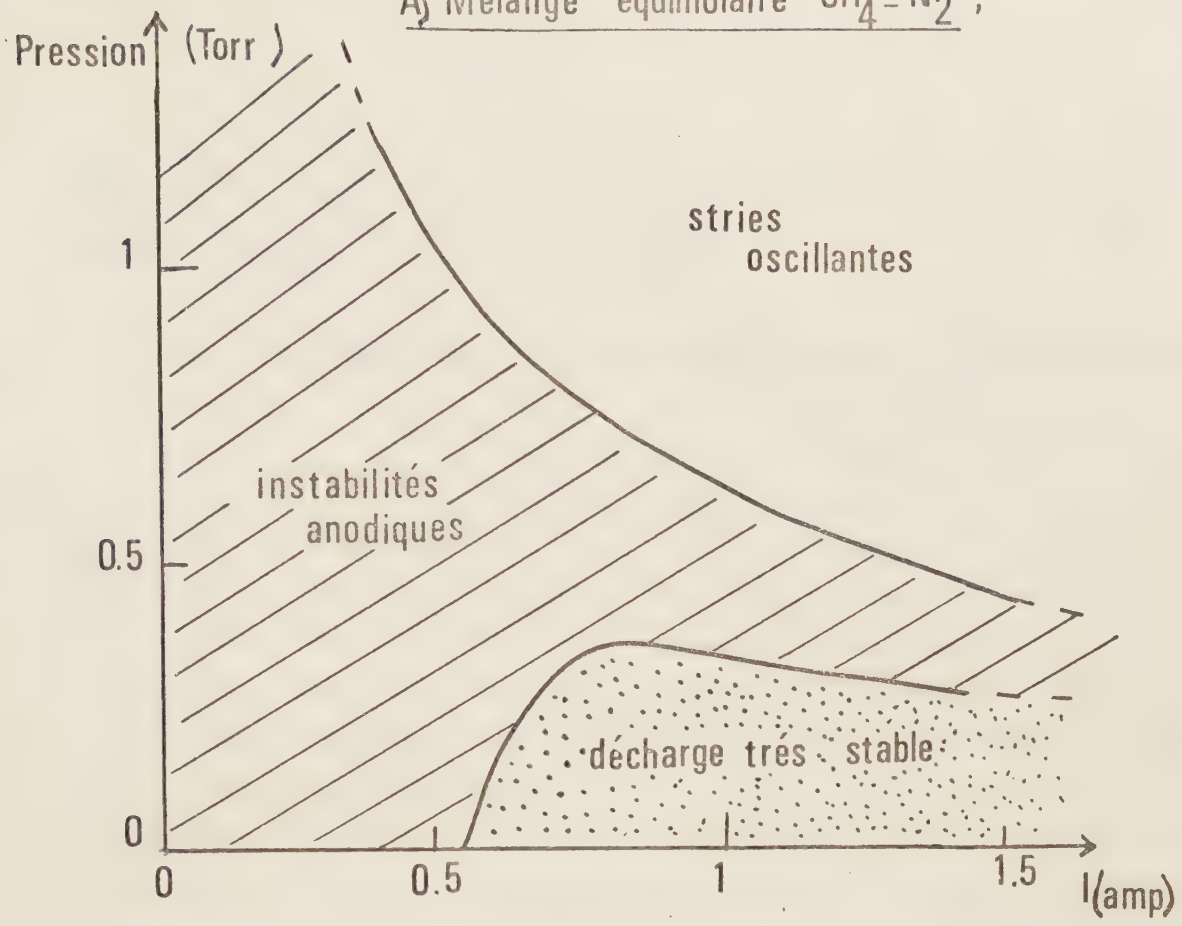
- des structures simples (tube de laiton logé dans la partie latérale d'un té en verre - cylindre d'inox. ou simplement feuille d'inox. ajustés sur le diamètre intérieur du tube de verre principal)

- des structures complexes (cylindre d'aluminium anodisé sur toutes ses faces sauf sur l'un de ses sections en quinze points de contact régulièrement répartis - structure proposée en II. 1)).

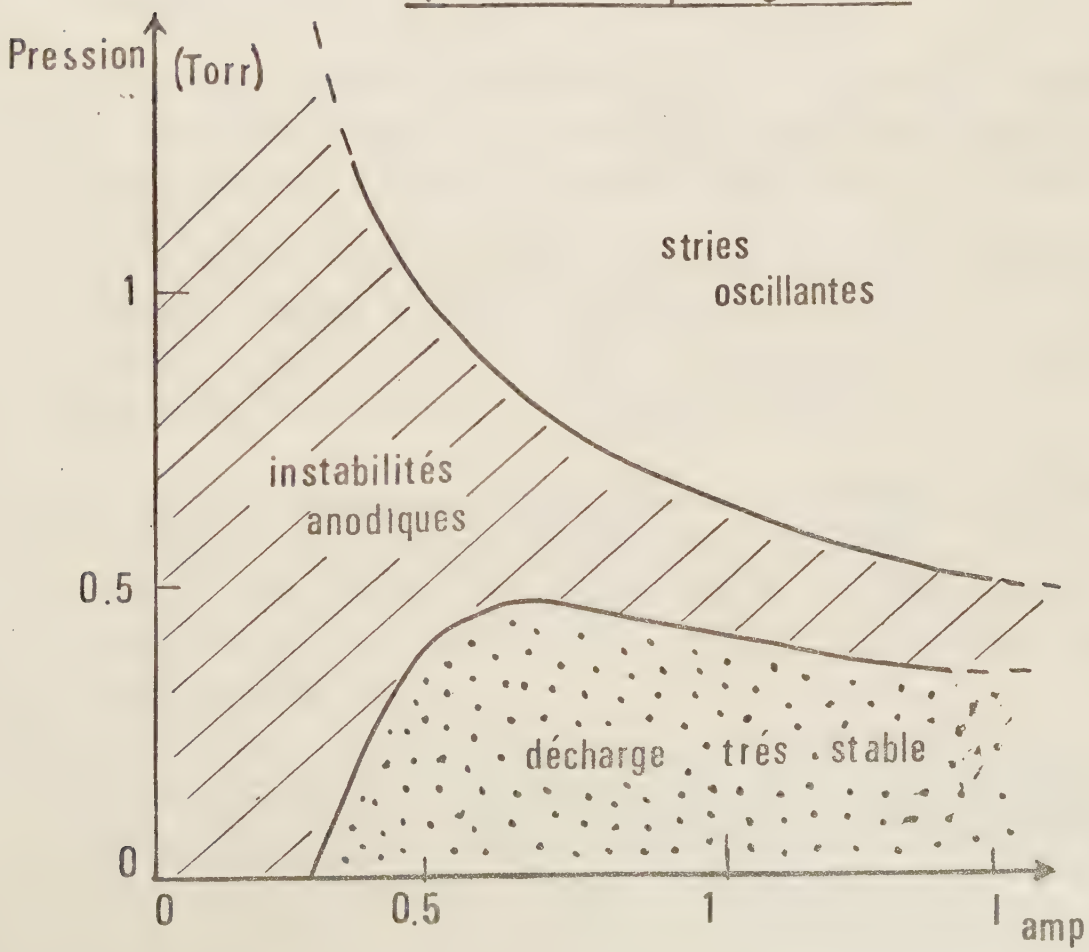
Dans le cas des structures simples, après quelques instants de fonctionnement la décharge s'amorçait sur l'anode en un point fixe et reproductible, rompant ainsi localement la symétrie cylindrique de révolution du champ électrique au voisinage de l'anode. Dans le cas des structures complexes, il était possible d'obtenir une décharge régulièrement répartie sur l'anode sans éliminer pour autant totalement les risques d'amorçage en un point préférentiel. Une montée trop brusque du courant de décharge, une perturbation momentanée des conditions de plasma suffisait à favoriser un point particulier d'amorçage et obligeait à un démontage et une réanodisation complète de la pièce d'aluminium. C'est pourquoi, pour l'étu-

FIG.17 : Régimes de décharge suivant la pression et le courant de fonctionnement.

A) Mélange équimolaire $CH_4 - N_2$;



B) Mélange $CH_4 - NH_3 : 1 - 3$



de de la stabilité du plasma, nous nous sommes contentés de mettre en oeuvre une anode de structure simple permettant de fonctionner dans toutes les conditions possibles de courant et de pression.

III 2) 2 - Conditions expérimentales d'obtention des décharges stables :

La stabilité du courant de décharge a été étudiée suivant la pression et la composition du mélange gazeux ainsi que la valeur du courant imposé. Les mesures, faites en prélevant directement la tension aux bornes d'une résistance de quelques ohms en série avec le tube de décharge, ont été corrélées en permanence avec les mesures d'intensité Laser (la stabilisation de courant de l'alimentation étant absente). Les diagrammes (Figure 17) ont été établis de manière à présenter qualitativement les résultats obtenus avec les mélanges $CH_4 - N_2$ et $CH_4 - NH_3$. Trois domaines de fonctionnement y ont été définis :

- le domaine des décharges très stables correspond à un plasma parfaitement strié, y compris jusqu'au voisinage de l'anode où l'instabilité du point d'amorçage n'a pu être constatée de manière visible,

- le domaine des instabilités anodiques est lié à la présence d'instabilités du point d'amorçage et à l'apparition de stries oscillantes au voisinage immédiat de l'anode (1m au plus, comparé à 5m 50 de décharge),

- le domaine des stries oscillantes correspond à un changement complet du régime de décharge de la zone cathodique à la zone anodique.

Quels que soient les mélanges gazeux étudiés, les résultats trouvés présentent un certain nombre de caractéristiques communes :

- le passage d'un domaine à l'autre entraîne une variation de la stabilité relative du courant de décharge d'un ordre de grandeur ($\simeq$ x 10). Suivant les trois domaines, la stabilité relative du courant évolue respectivement selon les valeurs $\simeq 10^{-3}$, $\simeq 10^{-2}$, $\simeq 10^{-1}$, compte tenu du niveau de bruit.

- les instabilités sont fortement croissantes avec la pression du mélange gazeux et la valeur du courant délivré par l'alimentation. Ce dernier effet tient en particulier à l'emploi d'une cathode froide.

- l'addition d'hélium au mélange gazeux est toujours bénéfique pour la stabilité du courant. Il est d'ailleurs possible de travailler à pression beaucoup plus élevée sans atteindre le domaine des stries oscillantes. L'addition d'hélium en proportion voisine de celle du mélange gazeux initialement introduit réduit le bruit d'oscillation d'un facteur deux environ lorsque l'on travaille déjà dans des conditions très stables. Il reste alors à déterminer si l'addition d'hélium permet d'établir un compromis acceptable entre la stabilité du courant ainsi obtenue et l'accroissement de la largeur de raie Laser résultant de l'augmentation de pression.

D'une manière plus précise, les résultats quantitatifs obtenus avec les mélanges $CH_4 - N_2$ et $CH_4 - NH_3$ sont les suivants :

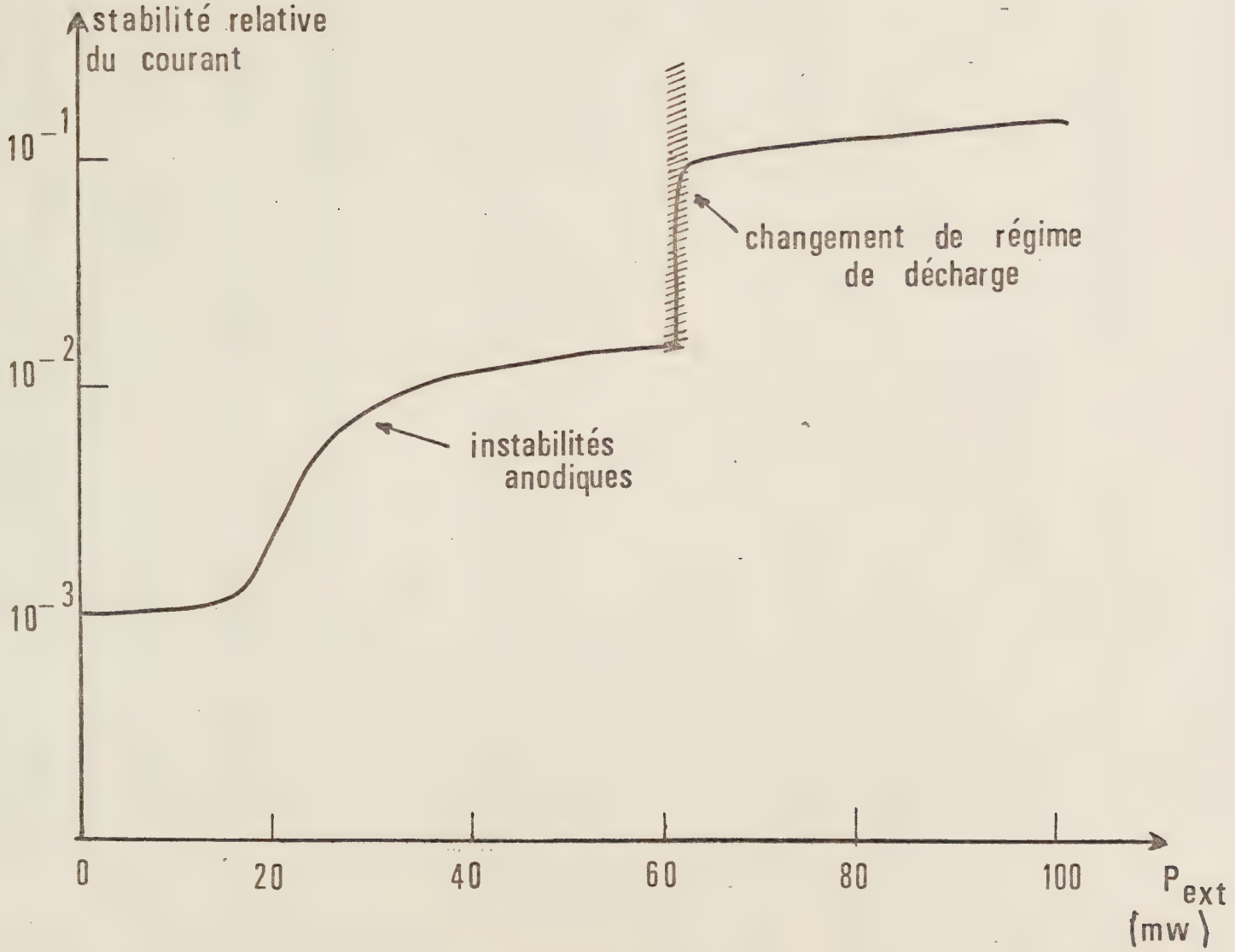
* Mélange $CH_4 - N_2$:

La meilleure stabilité relative en courant obtenue avec le mélange équimolaire $CH_4 - N_2$ en l'absence de stabilisation active de l'alimentation est d'environ $6 - 7\ 10^{-3}$ pour une pression inférieure à 0,4 Torr et un courant de décharge compris entre 0,6 A et 1,2 A.
Les conditions typiques de fonctionnement sont : Pression = 0,3 Torr, I = 0,8 A. Mélange équimolaire, Puissance Laser = 20 mW. Cette stabilité est optimisée à une valeur moitié avec une pression partielle d'Hélium de 0,3 Torr. Un léger excès d'azote par rapport au méthane peut être également bénéfique à condition de ne pas compromettre la puissance extraite du Laser.

* Mélange $CH_4 - NH_3$:

La stabilité en courant avec le mélange $CH_4 - NH_3$, est nettement supérieure à celle évoquée précédemment. Il a été possible d'obtenir couramment une stabilité d'environ $2 - 3\ 10^{-3}$ avec un mélange $CH_4 - NH_3$: 1/3 pour une pression inférieure à 0,5 Torr et un courant compris entre 0,4 A et 1,3 A.
Les conditions typiques de fonctionnement sont : Pression = 0,35 Torr, I = 0,8 A, $CH_4 - NH_3$: 1/3, Puissance Laser = 15 mW. Cette stabilité est également optimisée par l'addition d'Hélium avec une pression partielle de 0,3 Torr, ce qui conduit à une stabilité relative d'environ 10^{-3}. Nous devons souligner que les proportions respectives du méthane et de l'amoniac dans le mélange gazeux jouent un rôle capital dans la stabilité du plasma.

FIG. 18 ; Diagramme puissance admissible du Laser HCN - stabilité relative de courant.



En particulier le plasma est d'autant moins stable que la proportion du méthane est plus grande, ce qui explique les proportions (1/3) choisies précédemment. Ces proportions ne sont pas celles requises pour l'obtention d'une puissance maximum extraite du Laser (CH_4 : NH_3 : 1/2) néanmoins elle assure une puissance suffisante compatible avec la stabilité optimale.

III 2) 3 - Conclusions:

L'étude précédente nous montre que les conditions de stabilité optimale en courant s'écartent fortement des conditions de puissance maximale extraire du Laser. Le diagramme (Figure 18) fait apparaître directement la puissance admissible du Laser pour une stabilité relative en courant donnée. De façon générale les conditions requises pour l'obtention d'une bonne stabilité en fréquence nous imposent de travailler avec une puissance Laser cinq fois moins importante que la puissance maximale qu'il est capable de fournir. Ces résultats sont conformes à ceux obtenus pour d'autres Lasers conçus en vue de la stabilité en fréquence (N.B.S. Réf. 60). Afin d'accroître les performances de stabilité en courant ($< 10^{-3}$), il sera nécessaire de mettre en oeuvre un système de stabilisation permettant de rattraper non seulement les instabilités basse fréquence (résidu du filtrage de la tension redressée) mais aussi les fluctuations à fréquence élevée (plusieurs kilohertz) qui subsistent à cause de la décharge.

III 3 - Etude expérimentale de l'intensité du Laser HCN :

III 3) 1 - Mesures de la puissance et conditions à observer :

Toutes les mesures d'intensité Laser ont été effectués à l'aide d'une thermopile étalonnée (thermopile de Moll) capable de délivrer une f. e. m. de 1 mV pour une puissance lumineuse de 6mW, cette f.e.m. étant mesurable directement à l'aide d'un millivoltmètre à haute impédance. Malgré son temps de réponse relativement important (plusieurs secondes), cet élément s'est avéré d'un emploi commode, facile à mettre en oeuvre. Le faisceau Laser était focalisé sur la surface réceptrice (1 cm^2) de la thermopile à l'aide d'une lentille en polyéthylène de haute

densité possédant une focale de 15 cm environ.

Bien que réalisé à partir des critères de stabilité en fréquence, le Laser HCN a été étudié en tant que source de puissance car les premières expériences de détection Josephson exigeaient une marge de puissance confortable compte tenu des nombreuses pertes susceptibles d'exister dans le transport du faisceau jusqu'au contact Josephson (absorption dans l'air - mauvais réglage des miroirs utilisés pour le cheminement du faisceau - diffraction dans le guide d'onde où était situé le contact Josephson, ... etc). D'autre part, pour travailler dans les conditions les plus favorables à la stabilité en fréquence il était nécessaire de conserver une réserve de puissance suffisante (voir le précédent paragraphe). Lorsque le Laser HCN était utilisé en source de puissance, il s'est avéré possible d'en obtenir couramment une puissance de 80 mW - 100 mW, ceci ne correspondant d'ailleurs pas à un optimum au sens propre du terme, le courant délivré par l'alimentation étant limité vers 1,3 A pour des raisons de sécurité. Cette puissance fournie par le Laser HCN décroissait lentement avec le temps, plus en raison de la pollution de la lame semi transparente et des miroirs que de celle du tube de décharge.

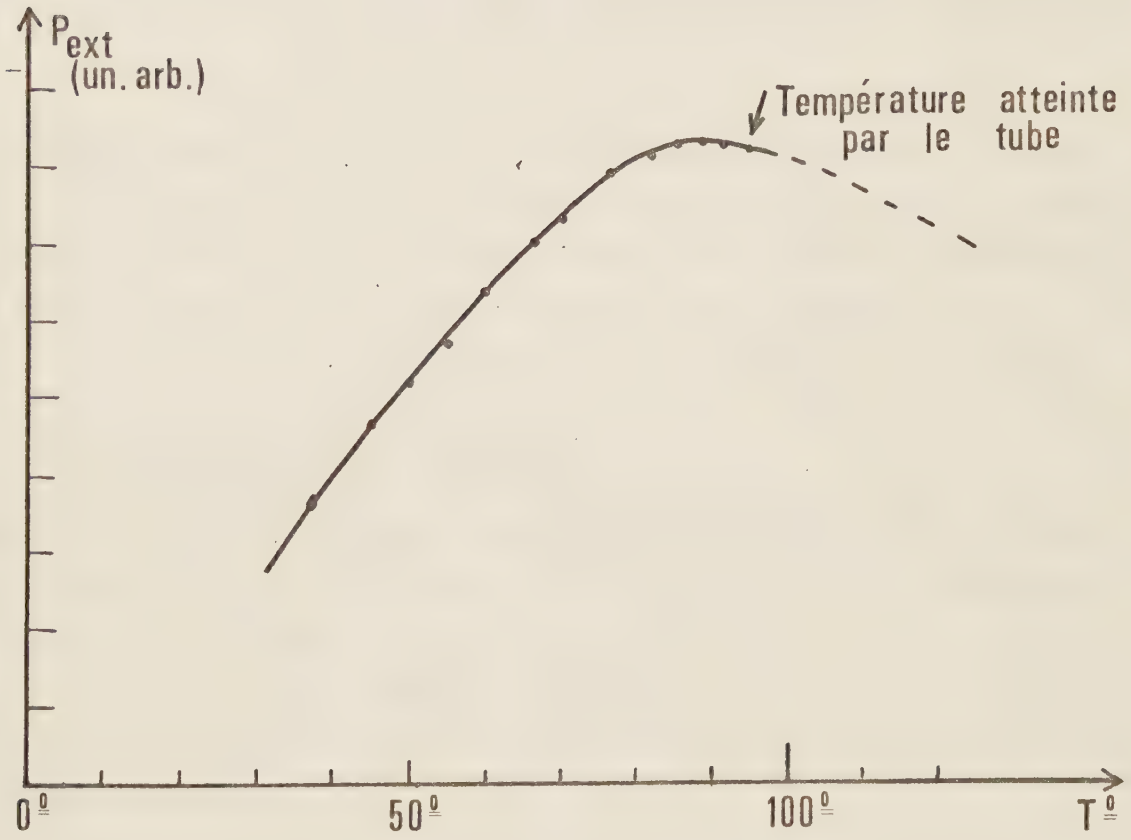
Nous avons étudié de façon détaillée l'influence des différents paramètres sur l'intensité Laser ; mélange gazeux, pression, courant de décharge, température du tube de décharge. Pour séparer ces différentes influences, c'est-à-dire pour faire évoluer un paramètre sans modifier les autres, un certain nombre de conditions devaient être observées.

* En règle générale, il était nécessaire d'attendre que l'équilibre thermique du tube de décharge soit atteint : l'équilibre correspondait à une température voisine de 90° C - 100° C atteinte dans un temps d'environ 15 mn - 30 mn. Cette température limite dépend du courant qui est imposé dans la décharge, aussi le relevé des courbes d'intensité Laser fonction du courant de décharge devait être effectué dans un laps de temps le plus court possible de manière à éviter le refroidissement ou l'échauffement du tube pendant la mesure.

* A chaque courant de décharge correspond une valeur de l'indice de plasma, aussi la longueur de cavité doit être réajuster de manière à compenser la variation de l'indice de plasma lorsque le courant de décharge est modifié. Expérimentalement nous avons constaté qu'une variation fictive de 5 μ de longueur de cavité se produisait lorsque le courant passait de 0,5 A à 1 A.

FIG.19 ; Evolution de l'intensité Laser avec la température du tube de décharge pour un mélange équimolaire $CH_4 - N_2$.

I = 0.8 A ,. P = 0.28 Torr.



Cette remarque peut être également appliquée lorsque le régime de la décharge est modifié.

* Les courbes intensité Laser fonction de la pression du mélange gazeux lorsque l'on travaille à courant constant, nécessitent, pour être obtenues aisément, l'emploi d'une alimentation dont la valeur moyenne du courant est stabilisée. En effet, les variations importantes de la résistivité du tube lorsque la pression varie obligent à régler constamment le débit de l'alimentation, si cette alimentation est conçue de façon classique. Nous avons utilisé une alimentation à selfs saturables pour effectuer ces mesures.

III 3) 2 - Courbe d'intensité lumineuse en fonction de la température du tube de décharge :

L'influence de la température du tube de décharge sur l'intensité Laser est loin d'être négligeable, comme nous l'avons souligné en II. 2). Une façon simple de l'évaluer est de suivre le niveau de l'intensité Laser lorsque le tube de décharge évolue vers son équilibre thermique. La figure 19 nous montre une telle évolution pour un mélange CH_4 - N_2 à 0,4 Torr et un courant de décharge fixé à 0,8 A. La puissance Laser triple lorsque l'on passe de la température d'allumage de la décharge (vers 20°) à la température finale (90° - 100 ° C.)
La température d'équilibre se fixe légèrement en deçà du maximum mesuré vers 90°, mais l'écart constaté est faible de telle sorte que nous pouvons considérer que le tube de décharge se fixe naturellement à la température optimale de fonctionnement.

Cette température optimale est voisine de celle mesurée pour le mélange CH_4 - NH_3. Seule, la présence d'hélium impose de travailler à température plus élevée.

III 3) 3 - Courbes d'intensité Laser en fonction du courant de décharge :

Quel que soit le mélange gazeux, l'intensité Laser est une fonction croissante du courant de décharge ; fortement croissante jusque vers 0,5 A, moyennement et linéairement croissante entre 0,5 A et 1 A, lentement croissante à partir de 1A. La figure 20 représente l'évolution de l'in-

tensité Laser en fonction du courant de décharge pour différentes pressions des mélanges respectifs : $CH_4 - N_2$: 1 - 1 et $CH_4 - NH_3$: 1 - 3. Pour une même pression et un même courant, la puissance du Laser fonctionnant avec le mélange équimolaire $CH_4 - N_2$ était légèrement supérieure à celle recueillie avec le mélange méthane-ammoniac ; pour une pression totale de 0,6 Torr, un courant de 1A, les puissances respectives étaient de 70 mW et de 40 mW. Cet écart peut être interprété par le fait que le mélange $CH_4 - NH_3$: 1 - 3 était optimisé pour la stabilité de la décharge et non pour la puissance de l'émission Laser. Par contre, l'intensité Laser obtenue avec ce mélange ne montrait pas de palier de saturation aussi prononcé que celui obtenu avec le mélange $CH_4 - N_2$ pour les courants de décharge élevés ($\geq$ 1, 1A). Un fort courant de décharge était peut être plus propice à la décomposition des produits plastiques formés sur le tube de décharge et contribuait ainsi à accroître la proportion de carbone au sein du plasma, cet élément faisant le plus défaut parmi les composants initialement introduits. En effet, les mesures d'intensité Laser correspondant au mélange $CH_4 - NH_3$ ont été faites alors que le tube de décharge présentait un état de pollution avancé (pellicule uniforme tapissant l'intérieur du tube), de telle sorte qu'une émission Laser à 337 μ et 311 μ d'intensité non négligeable était obtenue avec la seule présence de l'ammoniac. Lorsque NH_3 était introduit seul, l'intensité Laser était toujours fortement croissante avec le courant, ce qui nous a permis d'avancer l'hypothèse précédente.

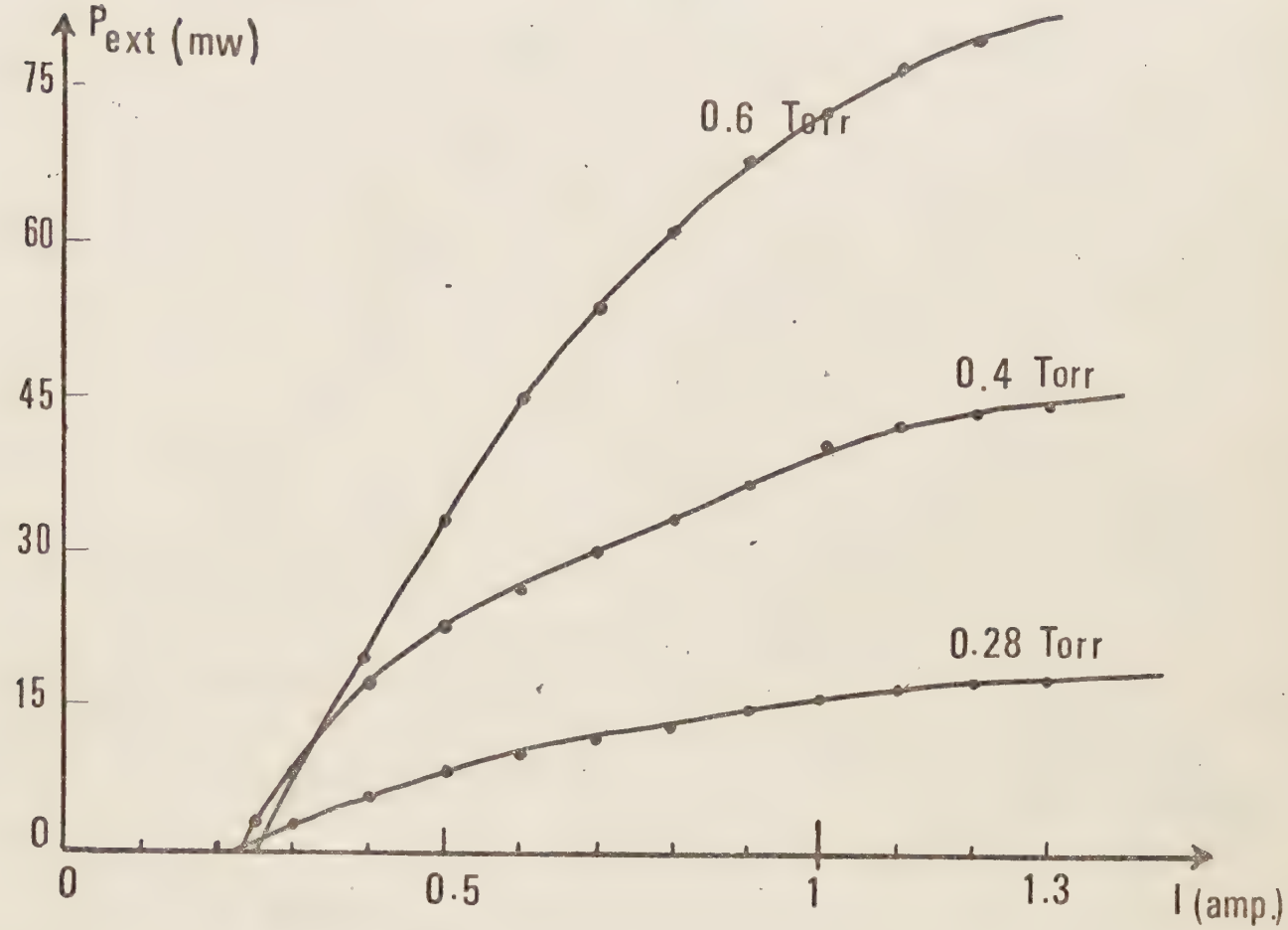
Le courant **seuil d'observation de l'émission** Laser, identique pour chacun des deux mélanges est de l'ordre de 0,25 A : il peut correspondre à l'absence de l'un des composés fondamentaux dans la décharge ($HCN - H_2$).

III 3)4 - Courbes d'intensité Laser en fonction de la pression de décharge :

La figure 21 représente l'évolution de l'intensité Laser avec la pression des mélanges respectifs $CH_4 - N_2$: 1 - 1 et CH_4 NH_3 : 1 - 3 pour différents courants de décharge (0,4 A, 0, 6 A et 0,8 A). Les variations de pression du mélange gazeux étaient obtenues en réduisant progressivement le débit de pompage pour un débit des gaz d'entrée constant. Ces résultats peuvent donc être quelque peu remis en cause dans la mesure où un pompage réduit entraînait un effet plus important des fuites par rapport aux gaz vraiment introduits dans la décharge. Néanmoins, plusieurs

FIG. 20 ; Intensité Laser en fonction du courant de décharge .

A) Mélange équimolaire CH_4 - N_2 :



B) Melange CH_4 - NH_3 : 1 - 3

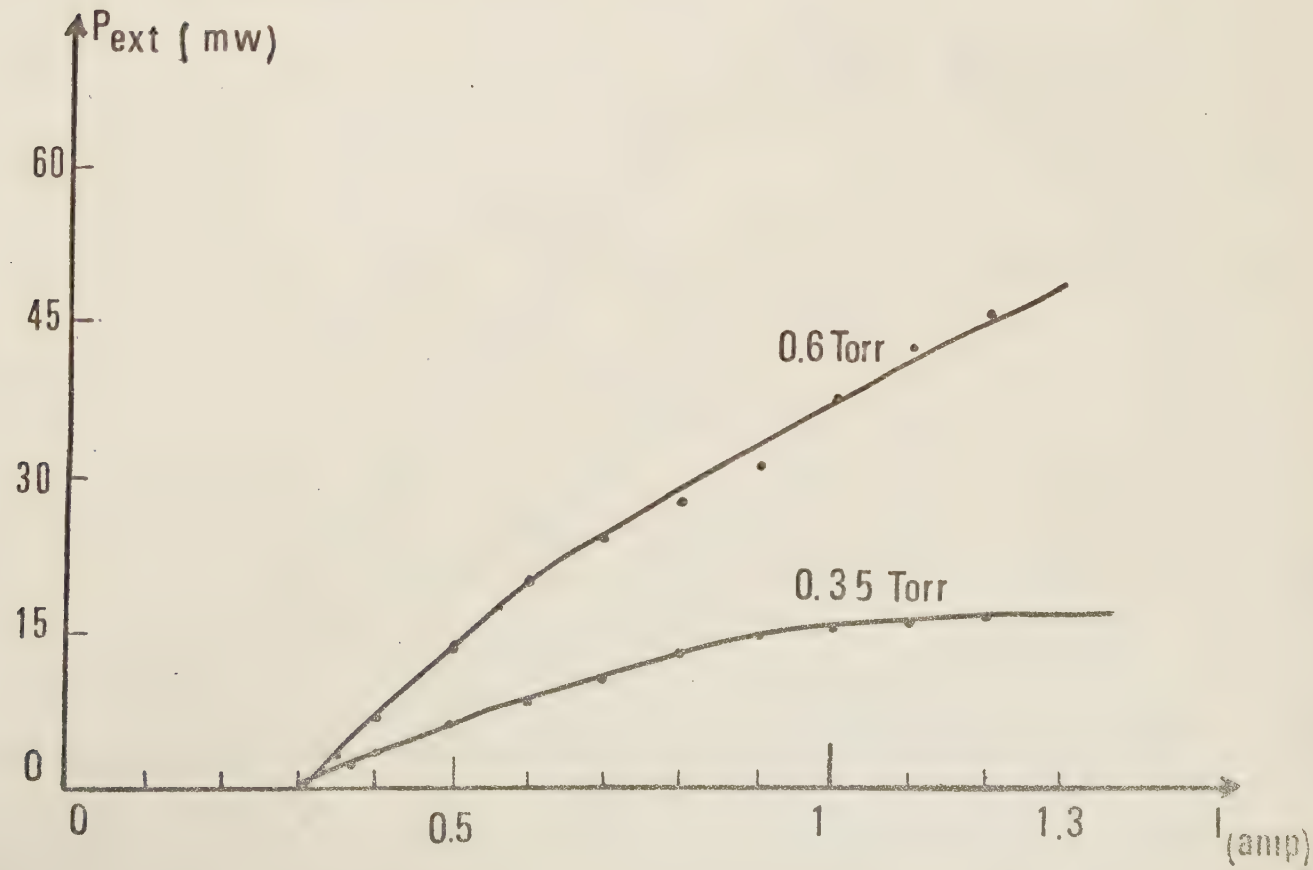
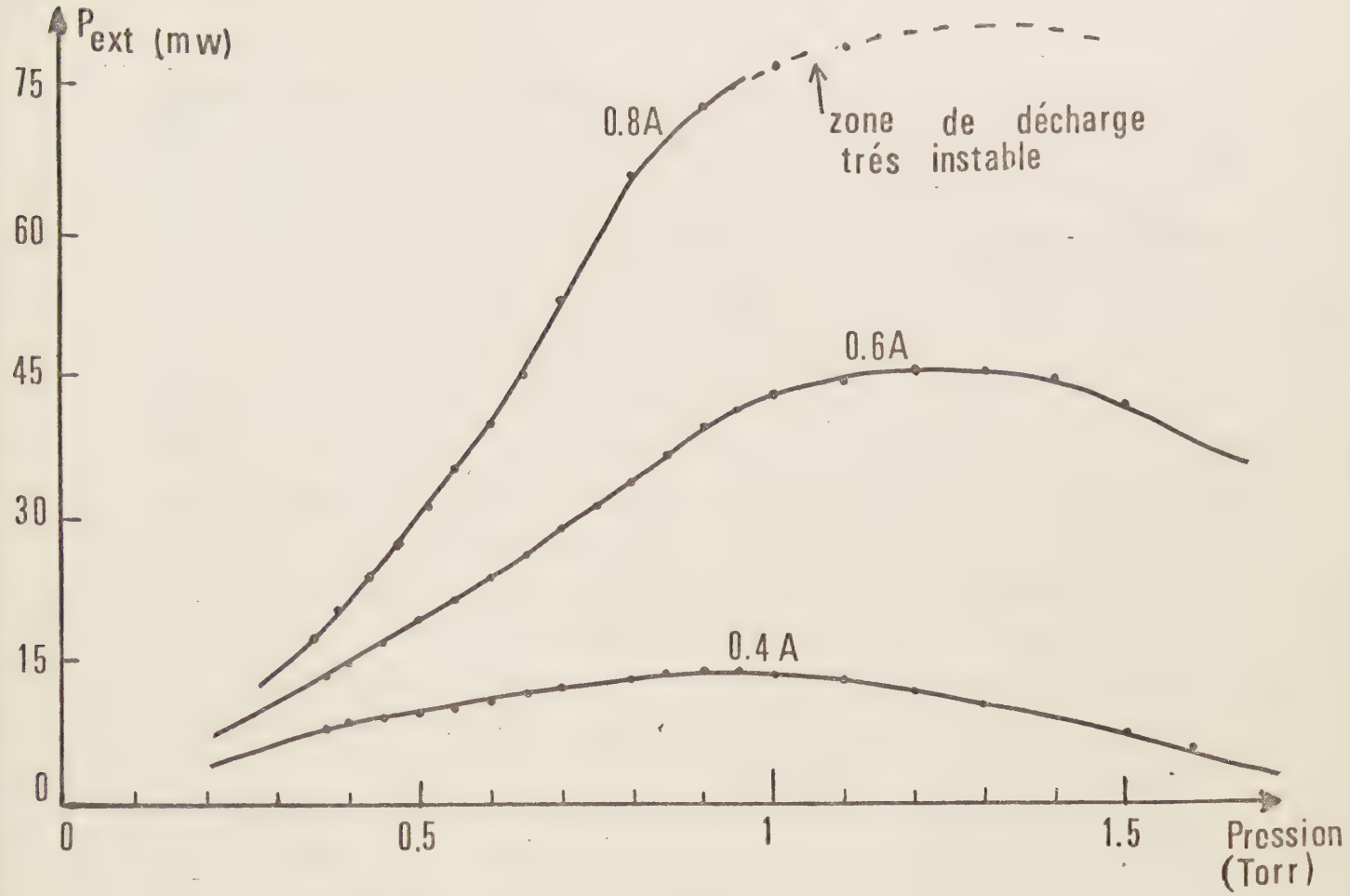
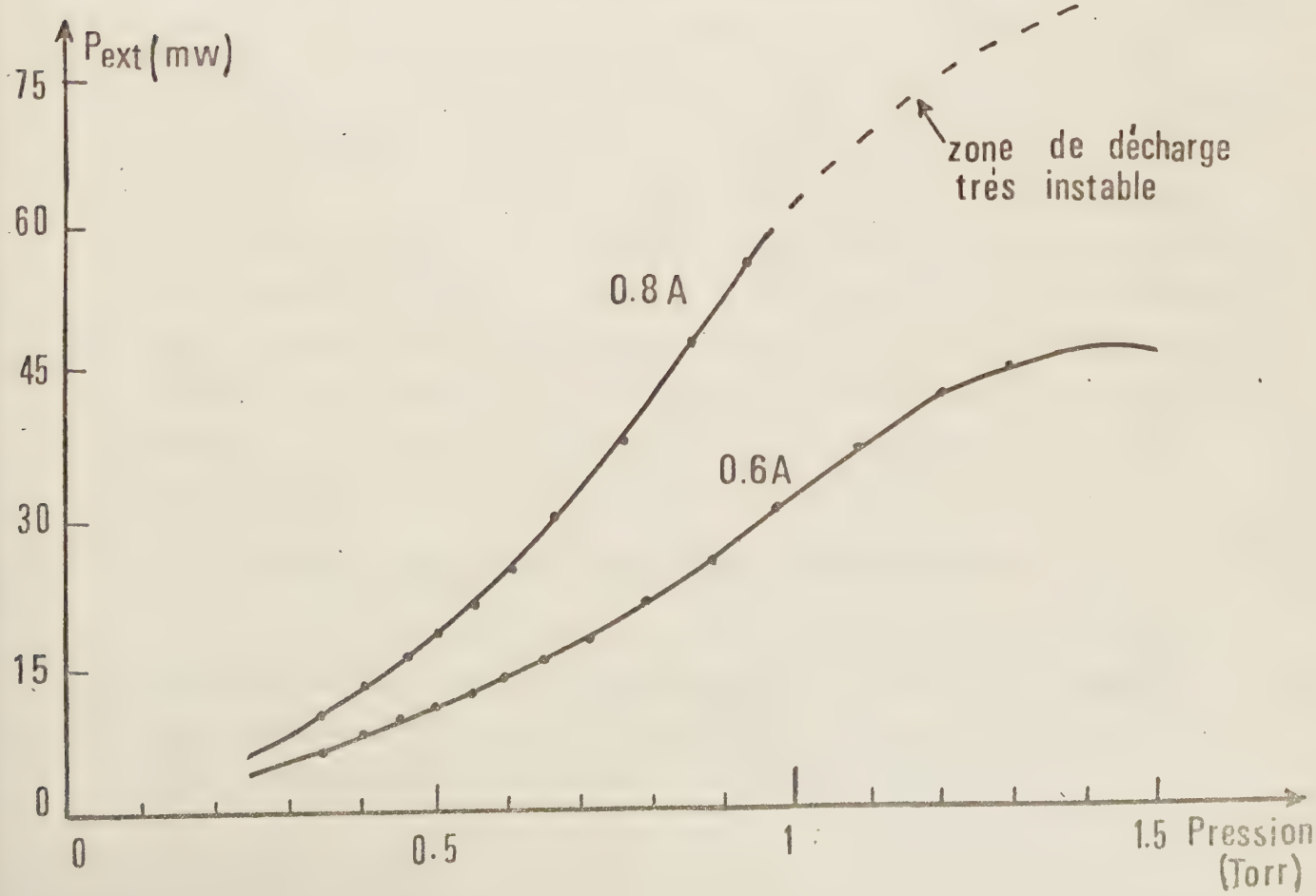


FIG.21 : Intensité Laser en fonction de la pression de décharge.

A) Mélange équimolaire CH_4-N_2 :



B) Mélange CH_4-NH_3 : 1-3



séries de mesures ont été effectuées suivant différents débits d'entrée imposés et les résultats se sont avérés inchangés. Il apparaît ainsi que pour chaque courant de décharge, il existe une pression optimale de fonctionnement dont la valeur croît avec le courant imposé. Ainsi, pour un mélange équimolaire $CH_4 - N_2$, la pression optimale passe par les valeurs 0,9 Torr, 1,25 Torr, 1,4 Torr pour les courants respectifs 0,4 A, 0,6 A et 0,8 A. Pour le mélange $CH_4 - NH_3$: 1 - 3, il existe également des pressions optimales de fonctionnement mais dont les valeurs sont plus élevées que pour le mélange précédent. Le relevé des courbes devient difficile quand on atteint le changement de régime de décharge ; il aurait été impossible sans alimentation stabilisée en valeur moyenne du courant. Les courbes obtenues présentent des allures identiques à celles observées par de nombreux expérimentateurs (Volk - Gehre - (Réf. 72) cependant nos valeurs de pression optimale s'écartent sensiblement des leurs ; cet écart peut être attribué d'une part au fait que l'intensité Laser peut croître encore même lorsque la décharge devient très instable et le maximum est difficilement perçu, d'autre part au choix du point où est effectuée la mesure de la pression dans le circuit de pompage (pour différents points de mesure, les écarts peuvent être non négligeables). Dans des conditions de décharge à la limite de stabilité, la puissance maximum obtenue avec le mélange $CH_4 - N_2$ était de 100 mW pour une pression égale à 0,8 Torr et un courant égal à 1,2 A, ce maximum n'est pas un optimum absolu et il correspond seulement aux possibilités limites de l'alimentation de la décharge. Le maximum d'intensité obtenu avec le mélange $CH_4 - NH_3$: 1 - 3 a été de l'ordre de 70 mW.

Dans le cas du mélange $CH_4 - N_2$, les écarts d'environ 10 % - 20 % par rapport aux proportions équimolaires sont peu sensibles sur les mesures d'intensité Laser ; un léger excès de méthane est bénéfique sur la puissance. En ce qui concerne le mélange $CH_4 - NH_3$, les proportions optimales correspondent environ à deux parts d'ammoniac pour une part de méthane et l'intensité Laser observée est alors du même ordre que celle obtenue dans le mélange $CH_4 - N_2$: 1 - 1 ($\simeq$ 100 mW).

III 3)5 - Influence de l'hélium sur l'intensité Laser :

L'influence de l'hélium sur la stabilité du courant de décharge a déjà été signalée précédemment. Son influence sur la puissance Laser a également été étudiée de façon qualitative, une étude précise étant compliquée ici par le nombre de paramètres intervenant.

Partant d'un mélange $CH_4 - N_2$ ou $CH_4 - NH_3$ à pression donnée nous avons observé l'évolution de la puissance suivant l'addition progressive d'hélium au sein du plasma. En règle générale, la modification de puissance est peu sensible : elle croît légèrement pour une pression d'hélium voisine de la pression du mélange initialement introduit, puis décroît très lentement (pour une pression partielle d'hélium égale à 10 fois celle du mélange initialement introduit, la puissance reste encore à 60 % de sa valeur initiale). La présence de l'hélium se manifeste de façon de plus en plus prononcée, lorsque l'on augmente le courant de décharge ;c'est-à-dire lorsqu'on augmente la température du tube de décharge. Ce résultat coïncide avec celui de Belland et Veron. (39).

III 3) 6 - Conclusions :

Le Laser HCN ainsi réalisé nous a permis d'obtenir une puissance comparable à celle délivrée par des Lasers de même dimension (N.B.S. - N.P.L.) et largement suffisante pour les expériences de détection Josephson. Un accroissement supplémentaire de la puissance pourrait être obtenu en essayant de travailler à courant plus élevé ($>$ 1,5 A, ce qui nécessiterait l'emploi d'une cathode chaude) et en réalisant le couplage de sortie optimal (accroissement du coefficient de réflexion de la lame semi transparente). Mais l'optimisation supplémentaire d'une telle configuration n'entraînerait en l'occurence qu'une augmentation d'au plus 20 % - 30 % de la puissance actuelle. Pour dépasser l'ordre de grandeur de cette puissance, une autre configuration du type "Laser guide d'onde" devrait être mise en oeuvre ; en utilisant la réflexion de l'onde sur les parois internes du tube de verre, cette configuration permet, en effet, d'utiliser la totalité du volume Laser et d'augmenter ainsi le nombre de molécules HCN mises en jeu dans le processus d'émission Laser.

Mais le caractère relativement récent d'une telle configuration et le fait qu'elle n'ait pu encore être éprouvée dans les mesures métrologiques où la stabilité en fréquence est requise, nous ont fait opter dans un premier temps pour une solution plus classique et déjà plus expérimentée.

Chapitre IV

DETECTION PAR EFFET JOSEPHSON ET ANALYSE SPECTRALE DU LASER HCN

Le développement de lasers HCN et H_2O stables en fréquence et l'analyse spectrale de leur rayonnement sont liés au désir de disposer de sources de rayonnement infra-rouges de "qualité" pour tester et améliorer les performances des mélangeurs-détecteurs hétérodynes fonctionnant dans ce domaine des fréquences submillimétriques, et plus particulièrement ceux utilisant des dispositifs Josephson.

De tels détecteurs ont des applications potentielles en astrophysique, en diagnostic de plasma, mais aussi en métrologie des fréquences car ils peuvent jouer le rôle de "raccord" entre les fréquences des différentes sources millimétriques et submillimétriques existantes ("Synthèse de fréquences infra-rouges", ref. 69). Dans ce dernier domaine, l'intérêt des dispositifs Josephson réside dans leurs propriétés de non-linéarité très accentuées qui en font des générateurs d'harmoniques d'ordre très élevé. C'est ainsi que des expériences de mélange entre un klystron à 9,5 GHz et un laser H_2O oscillant à 3,8 THz (raie de longueur d'onde 78 µ) ont été réussies en mettant à profit l'harmonique 401 du klystron (ref. Mc Donald).

4.1. JONCTIONS JOSEPHSON

4.1.1. Equations Josephson

Aux basses fréquences, on décrit simplement le fonctionnement d'une jonction Josephson par les équations suivantes :

$$I = I_c \sin (\phi_1 - \phi_2) \qquad (53)$$

et

$$\frac{d(\phi_1-\phi_2)}{dt} = \frac{2\ eV}{h} \qquad (54)$$

L'équation (53) signifie que le courant traversant la jonction est contrôlé par la différence de phase $(\phi_1-\phi_2)$ des fonctions d'onde macroscopiques Ψ_1 et Ψ_2 des deux supraconducteurs (1) et (2) situés de part et d'autre de la jonction.

L'équation (54) montre que la dérivée temporelle de cette différence de phase est proportionnelle à la d.d.p instantanée aux bornes de la jonction.

Ces équations prédisent :

- que la jonction peut être traversée par un courant continu de valeur maximale I_c (courant critique), la d.d.p aux bornes de la jonction restant nulle. La jonction se comporte alors comme un supraconducteur continu,

- si une d.d.p continue V_o existe aux bornes de la jonction celle-ci oscille à une fréquence :

$$\omega_J = \frac{2e}{h} V_o = 484 \text{ MHZ}/\mu V \times V_o.$$

** Note : Les caractéristiques électriques des dispositifs Josephson dépendent en partie de leur constitution physique et leur comportement peut ainsi s'écarter de celui correspondant au cas de la jonction idéale qui est présenté. Cependant ils possèdent des propriétés communes, en particulier celle de pouvoir être traversés par un courant fini sans développement d'une tension à leurs bornes. Pour chaque jonction, il existe un courant critique I_c bien défini (dans la gamme de 1 µA à 1 mA) au delà duquel il apparaît une tension $V \neq 0$ aux bornes de la jonction.

4.1.2. Caractéristique réelle d'une jonction à contact supraconducteur. Résistance shunt.

Dans les applications à très haute fréquence, le seul dispositif Josephson utilisé est le contact à pointe supraconducteur réalisé en ajustant la pression de contact entre deux supraconducteurs, dont l'un est constitué par un petit plateau et l'autre par une fine pointe ayant un rayon de courbure de quelques microns. La pointe joue de façon simultanée le rôle d'antenne pour le rayonnement haute fréquence incident, ce qui explique les performances en couplage H.F. d'un tel dispositif.

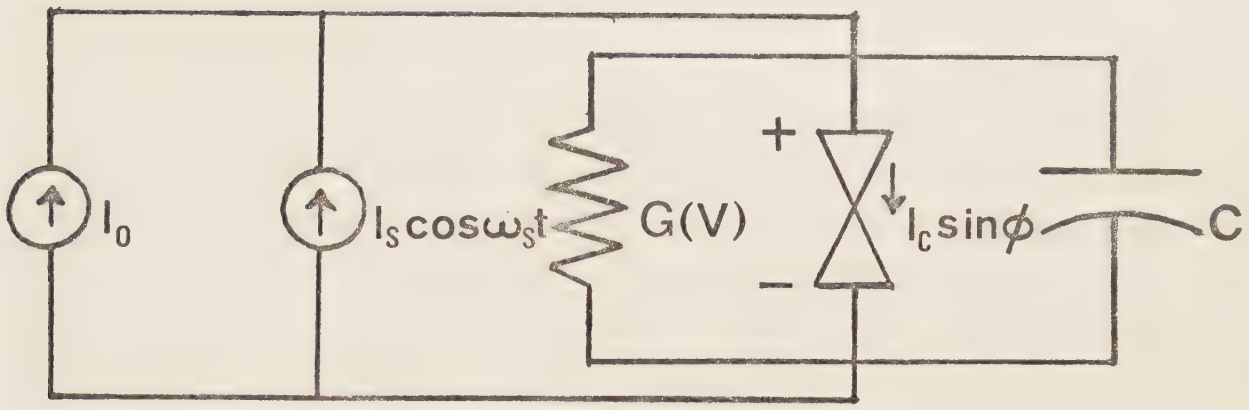


FIG .22; Circuit équivalent d'un dispositif supraconducte à couplage faible .

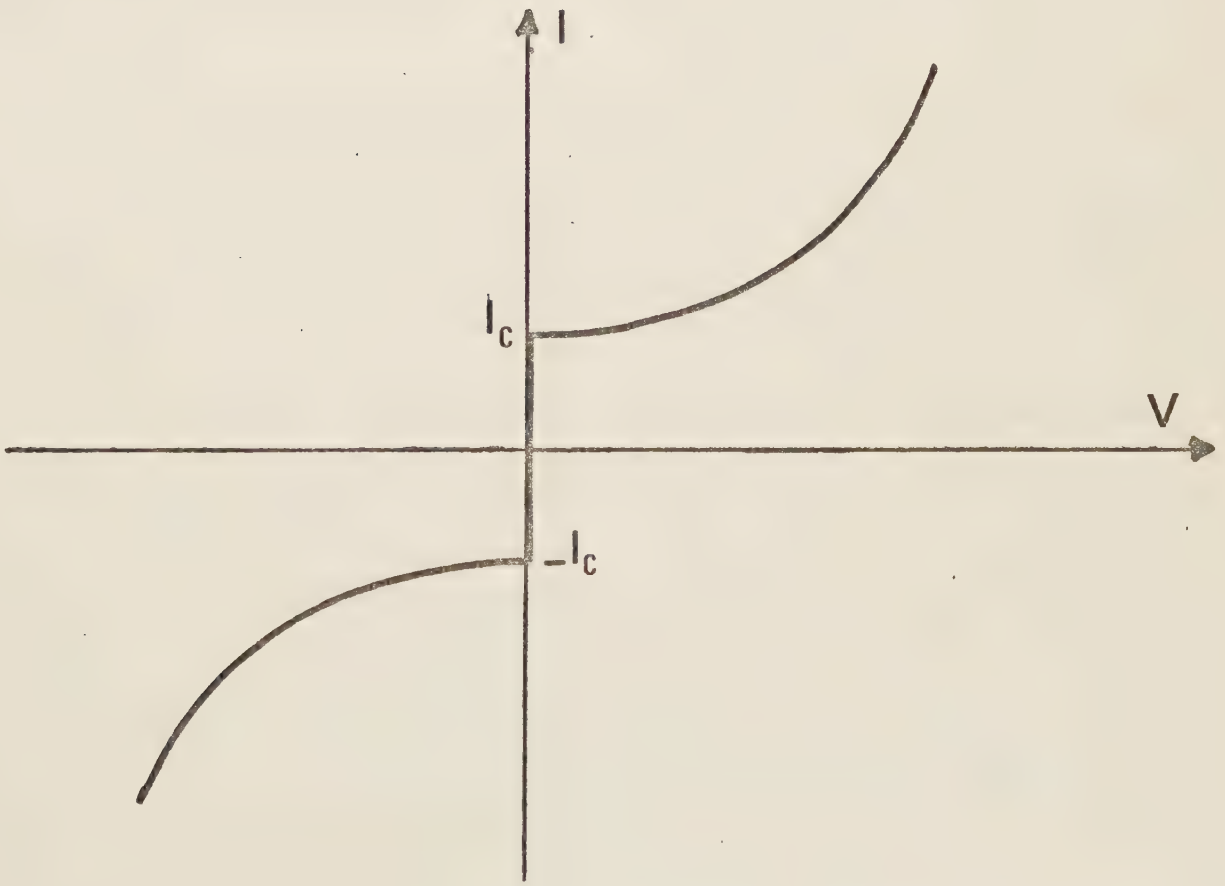


FIG .23; Caractéristique typique courant-tension d'un contact ponctuel Nb-Nb.

Suivant leur technique de fabrication, les contacts à pointe ont des propriétés qui les rapprochent des jonctions tunnel à barrière d'oxyde lorsqu'ils sont fortement oxydés, ou des microponts lorsque l'oxydation a été évitée. Outre le courant Josephson défini par les équations (53) et (54) , deux autres mécanismes de conduction existent dans tous les dispositifs Josephson et en particulier dans les contacts. En effet, pour I supérieur à I_c, le contact est alors parcouru par un courant normal I_N auquel on peut associer la conductance G(V) et un courant de déplacement I_D qui correspond à la charge ou à la décharge du condensateur C formé par le sandwich supra-oxyde-supra. Le fonctionnement global du contact est assez bien représenté par le circuit équivalent de la figure 22 . Dans le cas des contacts à pointe la conductance G(V) peut être considérée dans une large mesure comme indépendante de la tension V appliquée à la jonction. La figure 25 nous montre la caractéristique courant-tension pour un contact supraconducteur polarisé par une source à courant constant (cas général).

4.1.3. Largeur de raie de l'oscillateur Josephson

Nous pouvons observer, d'après la caractéristique précédente que, si la jonction est alimentée par une source de courant continu I_o supérieur à I_c, une tension moyenne continue apparaît à ses bornes, et la jonction va alors se mettre à osciller (voir équation (54)).

L'oscillateur Josephson ainsi obtenu pourrait être utilisé comme oscillateur local interne dans les expériences de détection hétérodyne, mais les diverses sources de bruit (shot noise, Johnson noise ...) existant dans la jonction entraînent une largeur de raie telle que l'oscillation Josephson reste inobservable pratiquement dans la majeure partie des cas. En effet, dans les dispositifs usuels, l'impédance shunt de la jonction est voisine de 10 Ω et la température de bruit est de 4°K de sorte que la largeur de raie de l'oscillation reste supérieure à 1 GHz. Cependant, il peut quelquefois y avoir certains avantages à travailler dans ce mode de fonctionnement où le bruit est prédominant.

4.1.4. Mélangeur hétérodyne à effet Josephson

Dans les expériences de métrologie des fréquences infra-rouges, le problème de base est la mesure de ces fréquences ou de leurs différences à

partir des fréquences de sources micro-ondes connues. On cherche une précision élevée de sorte que l'on souhaite ne pas faire intervenir ici l'oscillateur Josephson lui-même puisque sa largeur de raie limiterait la précision. C'est pourquoi dans les expériences de métrologie, on se placera dans un mode de fonctionnement où la composante de l'oscillateur Josephson est rendue négligeable.

La jonction est excitée par deux radiations extérieures, l'une jouant le rôle d'oscillateur local et l'autre constituant le "signal". Dans ce mode opératoire, appelé dans la pratique jonction à courant constant, le traitement des non-linéarités de la jonction Josephson est délicat d'autant qu'il fait intervenir une moyenne temporelle sur le phénomène d'oscillation propre. Une description analytique précise peut être obtenue en utilisant le circuit équivalent de la jonction à condition d'y ajouter les sources de bruit et les sources de courant associées aux radiations extérieures, ainsi qu'en combinant les équations (53) et (54). Toutefois, le traitement mathématique est suffisamment complexe dans le cas des deux oscillateurs extérieurs, de sorte qu'il n'a pas encore été résolu.

Qualitativement, il est évident que la solution fait apparaître un spectre de fréquences résultant des différentes combinaisons linéaires possibles des fréquences appliquées et de l'élargissement de la raie de l'oscillation propre. Cependant, résultat moins évident confirmé par des études sur des modèles analogiques, il apparaît des fréquences de battement entre le "signal" (ici l'onde infra-rouge) et un multiple harmonique de l'oscillateur local (ici l'onde millimétrique), celles-ci ne faisant pas intervenir l'oscillation propre de la jonction. Le spectre associé à cette fréquence de battement ne sera donc pas élargi par le bruit de l'oscillation propre.

Ce résultat peut être expliqué à partir de l'étude simplifiée qui consiste à supposer le signal, et l'oscillateur local comme des sources de tension directement appliquées aux bornes de la jonction. Dans ce cas la d.d.p totale appliquée à la jonction peut s'écrire :

$$V = V_o + V_1 \cos(\omega_1 t + \theta_1) + V_2 \cos(\omega_2 t + \theta_2) \qquad (55)$$

où V_o représente la tension continue moyenne aux bornes de la jonction et où ω_1, ω_2 sont les fréquences respectives de l'oscillateur local et du signal.

En reportant cette expression dans les équations Josephson (53) et (54) on trouve pour le courant I de la jonction une expression que l'on peut mettre sous la forme d'un développement standard en fonctions de Bessel :

$$\frac{I}{I_c} = \sum_{\substack{k=-\infty \\ \ell}}^{+\infty} J_k\left(\frac{2e\,V_1}{h\,\omega_1}\right) \quad J_\ell\left(\frac{2e\,V_2}{h\,\omega_2}\right) \sin\left(\omega_J t + k\,\omega_1 t + \ell\omega_2 t + \theta_{k\ell}\right)$$

avec $\omega_J = \dfrac{2e\,V_o}{h}$ (56)

Lorsque $\omega_J = -(k\omega_1 + \ell\omega_2)$, un terme indépendant du temps apparaît dans la sommation précédente et un courant supraconducteur peut donc circuler pour des tensions bien définies V_o. Ceci se traduit dans la réalité par l'apparition de "steps" sur la caractéristique courant-tension correspondant à des zones où la résistance différentielle de la jonction est nulle. Ces steps ne se manifestent généralement que pour ω_J égal à des multiples harmoniques de la fréquence de la source millimétrique (k≠0, ℓ=0) qui est l'oscillateur local. Pour montrer comment un signal de fréquence intermédiaire $\omega_{IF} = \omega_2 - N\omega_1$ (avec N, entier) peut apparaître, supposons nous placés dans une telle région de la caractéristique courant-tension avec $\omega_J = -n\omega_1 - m\omega_2$. Nous admettrons également que la fréquence intermédiaire est faible par rapport à celles du signal et de l'oscillateur local ($\omega_{IF} << \omega_1, \omega_2$)

La modulation du "step" (n,m) peut alors être mise en évidence à par partir des trois termes de la sommation (56), correspondant aux valeurs respectives :

$$k = n,\ \ell = m \quad ; \quad k = n-N,\ \ell = m+1 \quad ; \quad k = n+N,\ \ell = m-1$$

En négligeant tous les autres termes, on trouve ainsi simplement que la largeur du "step" est :

$$A_{nm} = \{2a\,(1 + d\cos(\omega_{IF} t + \theta_{-N,1})\} \qquad (57)$$

avec $a = J_n\left(\dfrac{2e\,V_1}{h\,\omega_1}\right) \quad J_m\left(\dfrac{2e\,V_2}{h\,\omega_2}\right)$

$$d = \frac{1}{a}\left\{ J_{n-N}\left(\frac{2e\,V_1}{h\,\omega_1}\right) J_{m+1}\left(\frac{2e\,V_2}{h\,\omega_2}\right) + J_{n+N}\left(\frac{2e\,V_1}{h\,\omega_1}\right) J_{m-1}\left(\frac{2e\,V_2}{h\,\omega_2}\right)\right\}$$

$$\theta_{-N,+1} = \theta_2 - N\,\theta_1 \qquad [\ 58\ ]$$

d représente alors l'amplitude de modulation du "step" à la fréquence intermédiaire ω_{IF}.

Cette théorie, déjà simplifiée, obtenue à partir des équations Josephson ne tient pas compte en outre des modifications qui interviennent dans le comportement du supraconducteur lorsque l'on travaille à des fréquences voisines de celle du "gap" (≃ 700 GHz pour le niobium), fréquence qui correspond à l'énergie de destruction des paires de Cooper dans le supraconducteur. La théorie de Werthamer, plus rigoureuse aux hautes fréquences, a montré que le courant critique I_c du supraconducteur décroissait aux fréquences élevées comme ω^{-1}.

C'est pour cette raison que les expérimentateurs n'ont pas été motivés pour entreprendre des expériences à fréquence élevée, car l'opinion prévalait que les signaux détectés seraient très petits, même s'ils étaient observables. Mc Donald et al.[68] ont depuis observé des signaux de mélange à des fréquences allant jusqu'à 45 fois celle de la bande interdite. Il semble même maintenant, que la fréquence opératoire limite des mélangeurs à effet Josephson sera plutôt déterminée par l'échauffement de la jonction au-dessus de sa température critique dû à la radiation incidente.

4.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

4.2.1. Contact supraconducteur Nb-Nb

Le contact supraconducteur est constitué ici par la pointe d'un barreau de Nb de 2mm de diamètre appuyant sur un plateau de Nb de plus grande dimension. Les deux parties, taillées à partir du métal massif, sont d'abord polies mécaniquement, puis attaquées chimiquement pendant quelques secondes dans la solution à propriétés oxydantes suivante :

60% HF, 30% HNO_3, 10% H_2O . L'angle au sommet du cône ainsi obtenu est d'environ 60° et le rayon de courbure à cet endroit est de 25 µ. Cette conception géométrique s'est avérée très performante dans les premières expériences de conversion de fréquence à 9 GHz réalisées antérieurement. D'autre part, des contacts à pointe très fine rendent difficiles les conversions à fréquences intermédiaires élevées et des angles de cône supérieurs à 60° rendent la précision géométrique du contact insuffisante au niveau de la pointe.

Après le traitement chimique du Nb, aucune oxydation supplémentaire n'est effectuée ; le contact est monté directement dans le guide d'onde, en atmosphère d'hélium, afin d'éviter la croissance des oxydes sur la pointe et le plateau. La pression de la pointe sur le plateau est alors ajustée par un système de vis différentielles. Cet ajustement délicat est réalisé à 4,2°K afin d'empêcher les contraintes thermiques dues aux variations brutales de température et il est parfois nécessaire d'y retoucher au cours d'une série d'expérimentations. Le guide d'onde contenant le contact est monté dans un tube d'acier inoxydable, étanche, en contact avec le bain d'hélium liquide. Le contact se trouve refroidi grâce à la conduction thermique du montage précédent dont la température est fixée avec les échanges par convexion de l'hélium gazeux, à faible pression. Une telle procédure permet d'éviter d'une part le "bruit" dû bouillonnement de l'hélium liquide et procure d'autre part un excellent blindage électrique du contact. Le champ magnétique continu est d'ailleurs réduit à 10^{-3} Gauss au niveau du contact par deux cylindres de mumétal concentriques entourant le cryostat. Les contacts sont alimentés par une pile au mercure et un système potentiométrique. Afin d'éliminer les effets des sources extérieures de bruit, et plus particulièrement, ceux du 50 Hz secteur, il a été nécessaire de placer un filtrage sur chacune des connexions électriques au niveau de la jonction ; le temps de réponse des filtres est d'environ 0,1 sec.

Comme il a déjà été signalé précédemment (cf. 4.1.2), le fonctionnement des contacts à pointe s'écarte fortement de celui des diodes Josephson idéales. En particulier, l'émission Josephson ne semble pas due au couplage direct entre le courant Josephson et l'onde électromagnétique au niveau de la jonction, ce qui correspond au phénomène essentiel existant dans les structures à effet tunnel. L'hypothèse selon laquelle, par suite

de la conductance G du contact, le courant alternatif Josephson engendrerait une tension alternative de part et d'autre de la pointe et par conséquent un champ électrique alternatif au niveau de la pointe, semble plus probable. Les contacts réalisés appartiennent à la catégorie des "contacts propres", intermédiaire entre celle des "contacts parfaitement propres" (fil de Nb sectionné, plongé dans l'hélium liquide) et celle des "contacts fortement oxydés". Les performances en détection hautes fréquences et en génération d'harmoniques dépendent non seulement de la catégorie où se situe le contact, mais aussi de sa géométrie. En effet, si l'oxydation plus ou moins élevée du contact conduit à une valeur plus ou moins faible de son impédance capacitive et change ainsi les propriétés de couplage avec la radiation extérieure, de même suivant que la pointe sera plus ou moins prononcée, des modifications pourront intervenir dans l'intensité de l'émission Josephson et dans le comportement supraconducteur même. Bien que la théorie des contacts à pointe reste encore incomplète et que certains aspects de leurs comportement se trouvent inexpliqués ils s'avèrent néanmoins jusque maintenant comme les seuls dispositifs Josephson capables de détecter les émissions laser en lointain infra-rouge et de conserver un comportement supraconducteur bien au-delà du "gap".

4.2.2. Transport du faisceau infra-rouge

Afin d'assurer le couplage optimal entre le contact Josephson et le rayonnement infra-rouge, le faisceau laser doit être focalisé le plus ponctuellement possible au niveau de la pointe. Le problème de focalisation du faisceau laser, évoqué en 1.3.2, déjà rendu difficile par la taille du faisceau (plusieurs centimètres de diamètre) est encore compliqué ici par la longueur que doit parcourir le rayonnement infra-rouge avant d'arriver sur le contact Josephson. La figure 24 nous montre schématiquement la disposition des éléments (laser-contact Josephson) et le mode de transport du faisceau qui ont été choisis pour les premières expériences de détection. Le laser HCN, H_2O et l'ensemble cryogénique associé au contact Josephson sont en effet situés dans des pièces de travail différentes (Rez-de-Chaussée, 1er étage) ; cette disposition, initialement choisie pour des commodités d'emplacement, a été conservée dans la mesure

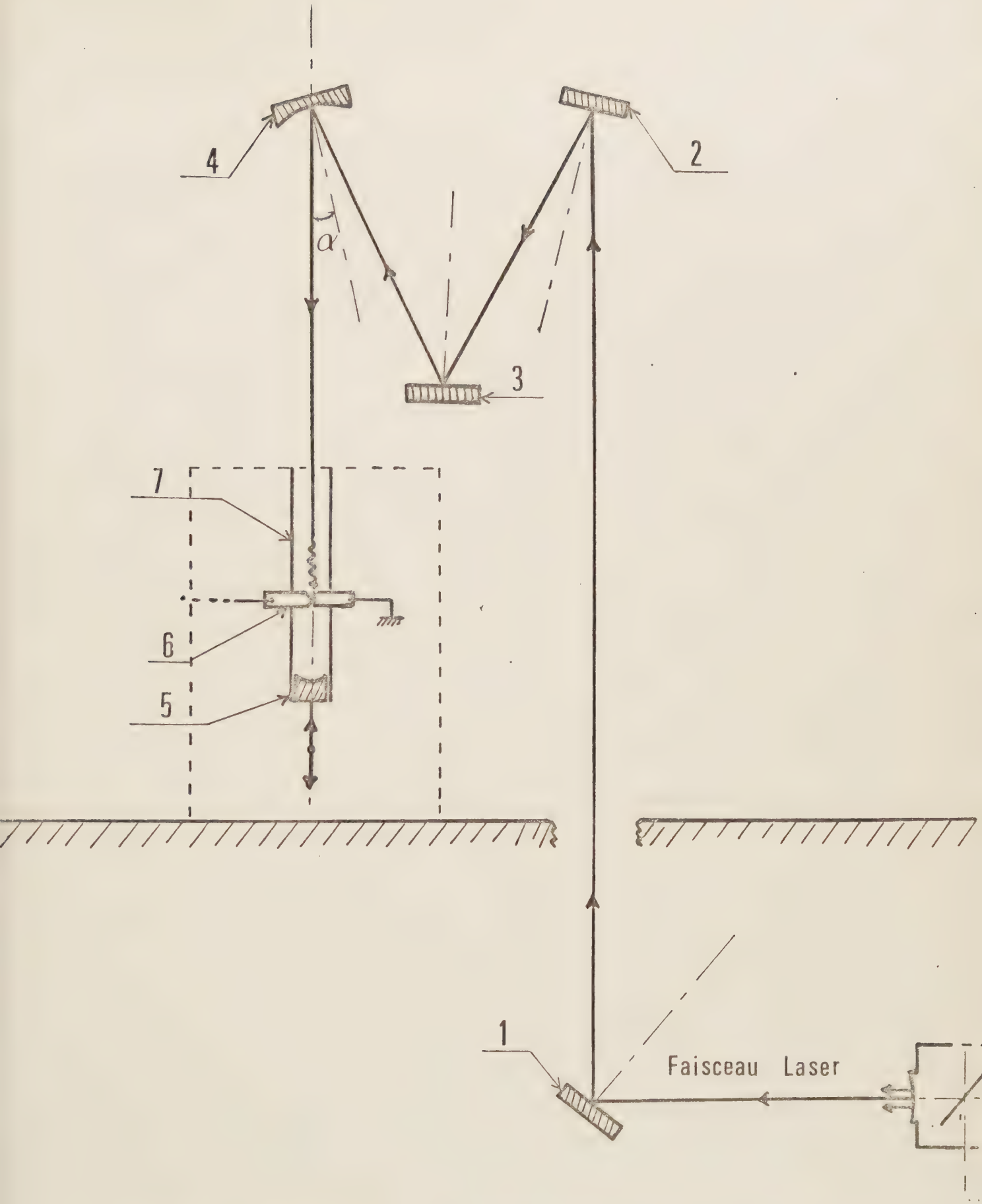


FIG 24; Transport du faisceau Laser et focalisation sur le contact Josephson.

où l'ensemble expérimental attenant au dispositif Josephson reste ainsi protégé du bruit des alimentations électriques du laser (alimentation de la décharge, circuit de pompage, etc.) et une diminution du trajet suivi par le faisceau n'entraîne pas forcément une meilleure focalisation, comme nous le verrons ultérieurement. Le seul obstacle pouvant se présenter ici est l'absorption du rayonnement par l'air environnant au cours de son trajet ; plusieurs mesures ont montré que cette absorption ne dépendant que de la proportion de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère et qu'elle restait négligeable si l'atmopshère était suffisamment sèche. Afin d'éviter cette absorption, une solution a d'ailleurs été mise en application ; elle consistait à utiliser des canalisations sous vide pour la propagation du rayonnement infra-rouge mais, en ce cas, le facteur gagné par l'absence d'absorption de l'air risquait d'être perdu par celle des fenêtres en mylar étanches situées à chaque bout de la canalisation. Le trajet du faisceau s'effectue donc dans l'air et sur une longueur d'environ 10 m : quatre miroirs (1), (2), (3), (4) (figure 24) montés sur un support orientable ont été nécessaires pour assurer le guidage du faisceau. La focalisation est réalisée par le miroir sphérique (4) attaqué sous un angle d'incidence faible α (inférieur à 10°) grâce au miroir intermédiaire (3), cette condition est nécessaire pour pouvoir mettre en application les formules de focalisation signalées en 1.3.2, (ainsi d'ailleurs, que celles de l'optique géométrique classique).

Dans les formules (23), (24) appliquées au problème ici posé les grandeurs d_1, diamètre de pincement du faisceau à la sortie du laser, et $(L_1 + L_2)$, distance entre les deux points de pincement (c'est-à-dire le trajet L= 10 m que le faisceau doit parcourir du laser au contact Josephson) sont les données tandis que L_1 et f définissant respectivement la position et la distance focale du miroir sphérique (4) doivent être déterminés de manière à obtenir le plus faible diamètre de pincement d_2 au niveau du contact. En prenant pour d_1 la valeur 3 cm (approximativement trouvée en 1.3.1 et en choisissant λ = 337 μ (raie HCN), les formules (23), (24) deviennent

$$d_2^2 = \frac{f^2}{0,25\ (L_1-f)^2 + 0,86} \qquad (59)$$

et $$L_2 - f = \frac{(L_1 - f)\ f^2}{(L_1 - f)^2 + 3,46} \qquad (60)$$

d_2 est exprimé en centimètre, L_1, L_2, f sont exprimés en mètre.

Tenant compte de $(L_1 + L_2) = 10$ m, il serait possible de déterminer algébriquement les valeurs L_1, f conduisant à la focalisation optimale mais une étude plus simple des formules précédentes peut être entreprise ici. Nous constatons en effet d'après la formule (59) que pour une distance focale donnée f, le diamètre de pincement d_2 est d'autant plus faible que la distance L_1 séparant le miroir sphérique de la sortie du laser est plus grande. La figure 25 nous montre d'ailleurs les variations de d_2 en fonction de L_1 pour la focale f= 1m,50. Cette première remarque nous conduit à prendre L_1 grand. D'autre part, si L_1 était réduit, L_2 se trouverait ainsi augmenté et le miroir sphérique devrait avoir une distance focale plus grande pour pouvoir focaliser à une plus grande distance de son sommet, ce qui conduirait encore d'après la formule (59) à une augmentation du diamètre de pincement. Cette deuxième remarque renforce la conclusion précédente et il s'avère que pour obtenir le plus faible diamètre de pincement il convient de prendre L_1 aussi grand que possible (c'est pourquoi nous avons placé le miroir sphérique en dernière position $L_1 \# 7,50$ m - 8 m) et f aussi faible que possible (f = 1,50 m). Ce choix conduit à un diamètre de pincement de 4,8 mm et à une longueur L_2 = 1,80 m.

Ce choix s'est avéré commode pour le positionnement du miroir sphérique. Des valeurs encore plus grandes de L_1 auraient pu être choisies, cependant L_1 doit être limitée car la taille du faisceau extrait du laser augmente fortement avec la distance où l'on se place par rapport à la sortie du laser (à 9 m, le diamètre du faisceau est d'environ 8 cm) et les risques de désalignement nous obligent à prendre des miroirs de très grandes dimensions. D'autre part, le faisceau doit non seulement être focalisé sur le contact, mais aussi pouvoir se propager dans le guide d'onde (7) figure 24 , où se trouve le contact (environ 80 cm) en subissant le minimum de pertes par diffraction sur les parois du guide. Si l'on prend L_1 plus grand et par conséquent f plus petit, le faisceau est certes plus focalisé mais sa divergence est plus grande de telle sorte que les pertes par diffraction peuvent alors être non négligeables à l'entrée du guide d'onde.

FIG 25; Variations relatives de L_2 et d_2 suivant la position du miroir sphérique L_1 de distance focale f = 1m50.

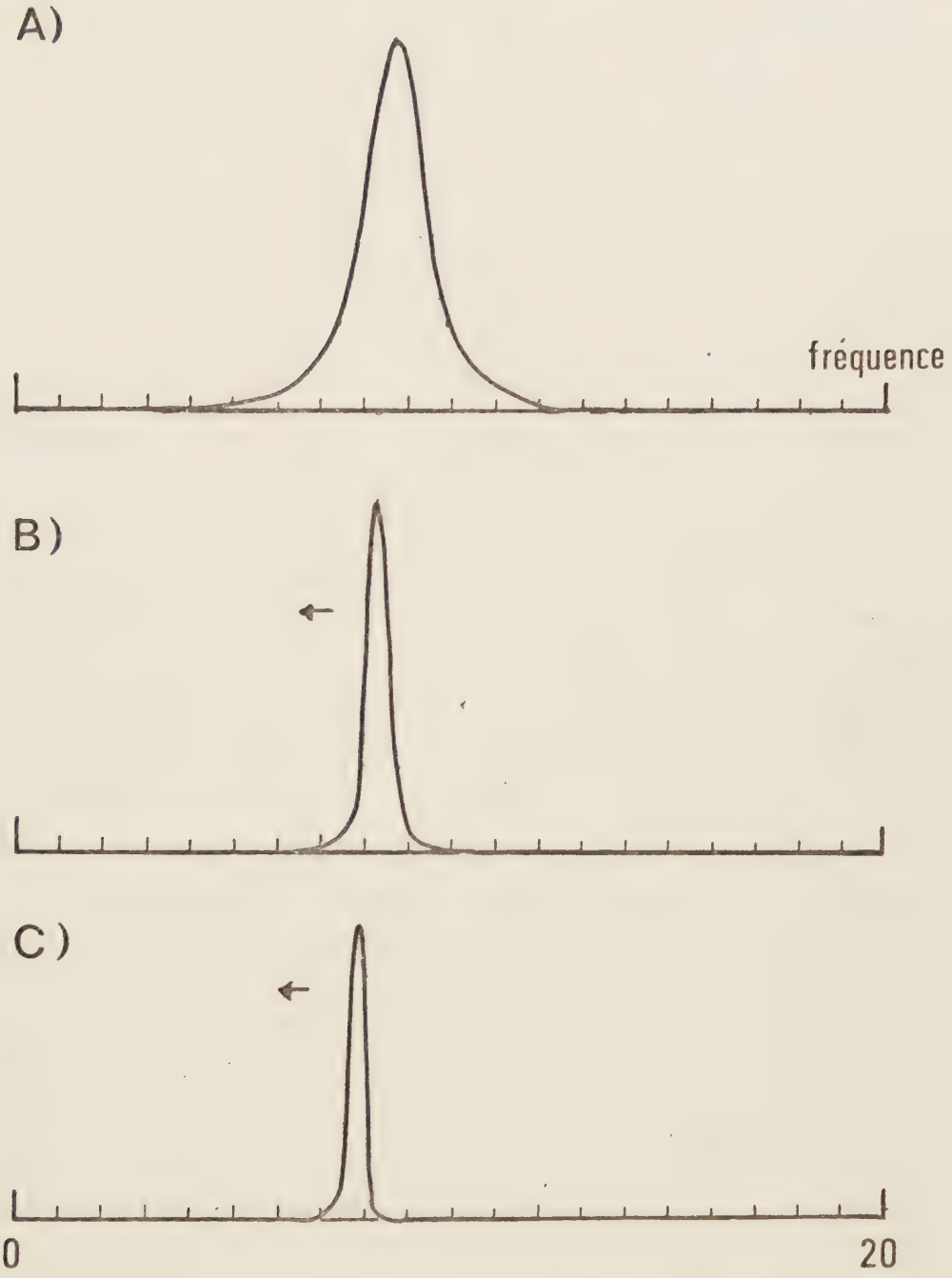


FIG .26 Analyse spectrale du klystron stabilisé (λ = 8mm.)

- durée d'analyse : 100 sec.
- largeur totale de l'échelle horizontale : 20 khz

A) fenêtre de 1 khz.
B) fenêtre de 300 hz.
C) fenêtre de 100 hz.

← dérive en fréquence du klystron.

Enfin, pour optimiser le couplage, le miroir parabolique (5) situé dans le fond du guide d'onde permet de focaliser le faisceau réfléchi sur le contact Josephson (6). La position du miroir (5) est ajustable, l'ajustement ayant déjà été testé en onde millimétrique.

D'autres éléments peuvent être utilisés pour focaliser le faisceau laser, telles les lentilles en TPX (ref. 70) ou celles en polyéthylène noir de haute densité, mais l'absorption non nulle de ces matériaux et leur utilisation moins courante nous ont fait opter pour le miroir sphérique qui reste d'ailleurs utilisable quel que soit le rayonnement infra-rouge (raies de H_2O).

4.2.3. Source millimétrique stabilisée

Les sources millimétriques choisies comme oscillateur local dans la détection hétérodyne du faisceau laser sont des klystrons oscillant respectivement en bande Ka à 34 GHz (longueur d'onde $\lambda \simeq$ 8 mm), et en bande X à 8,9 GHz (longueur d'onde $\lambda \simeq$ 3 cm). De manière à limiter le rang d'harmonique dans les premières expériences de mélange avec le faisceau infra-rouge, nous avons choisi la source millimétrique de fréquence la plus élevée, compatible avec un système de stabilisation de fréquence (klystron à 34 GHz); une source carcinotron de longueur d'onde $\simeq$ 2 mm a été éliminée au départ car le système de stabilisation était impossible à mettre en oeuvre.

Dans un premier temps, le klystron à 34 GHz a été stabilisé "passivement" en thermostatant le bain d'huile dans lequel il se trouvait placé de manière à réduire les dérives thermiques.

D'autre part, il est piloté en fréquence à partir d'un quartz à 5 MHz sur lequel il est asservi en phase. L'oscillateur pilote à 5 MHz et l'asservissement de phase du klystron sont réunis dans l'ensemble "Microwave System". La stabilité en fréquence du quartz est donnée à 10^{-8} (0,2 Hz) sur un temps d'un quart d'heure. La stabilité résultante du klystron a été mesurée de deux façons différentes :

- la mesure faite au compteur de fréquence H.P. Modèle 52454 nous a fait apparaître une stabilité de 10^{-8} ($\simeq$ 100 Hz) aux erreurs près portant sur le dernier chiffre significatif donné par l'appareil.

- la seconde mesure a pu être directement effectuée à l'analyseur de spectres. La figure 26 nous montre ainsi les courbes visualisées avec différentes valeurs de la fenêtre de mesure de l'analyseur de spectres (1 kHz, 300 Hz, 100 Hz). La réduction successive de la largeur du spectre suivant ces trois fenêtres respectives nous montre que la largeur de raie du klystron à 34 GHz est au plus de l'ordre de grandeur de la fenêtre de 100 Hz. Il s'en suit par conséquent une stabilité à court terme (100 secondes) inférieure ou égale à 10^{-8}.

Par ailleurs, les différentes courbes ont été obtenues à des intervalles de temps de plusieurs minutes et il a alors été possible de mettre en évidence la dérive du klystron à long terme. En effet, le sommet de la raie s'est déplacé d'environ 1 kHz sur une période de 20 mn., ce qui conduit à une stabilité à long terme d'environ $5\ 10^{-8}$.

4.3. PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX DE DETECTION JOSEPHSON

4.3.1. Influence de la radiation laser (337 μ) sur la caractéristique courant-tension du contact Josephson "Steps" induits

Dans toutes les expériences de mélange que nous avons réalisées entre la radiation laser et une onde millimétrique ou centimétrique, l'influence de la radiation laser seule sur la caractéristique courant-tension du contact Josephson a toujours constitué un premier test déterminant, nous renseignant sur la qualité du couplage entre la jonction et le faisceau infra-rouge. L'influence de la radiation laser se manifeste à la fois par une modification du courant critique de la jonction et l'apparition de paliers à tension constante déterminés par la relation Josephson :

$$m\,\nu_J = m\,\frac{2eV}{h} = n\,\nu_{laser} \qquad (61)$$

Dans les conditions de couplage de notre système expérimental où la plus grande partie de la puissance infra-rouge est perdue dans le guide microonde (figure 24) avant de parvenir sur la jonction, l'amplitude du palier est d'autant plus importante que la puissance infra-rouge disponible à l'entrée du cryostat est grande.

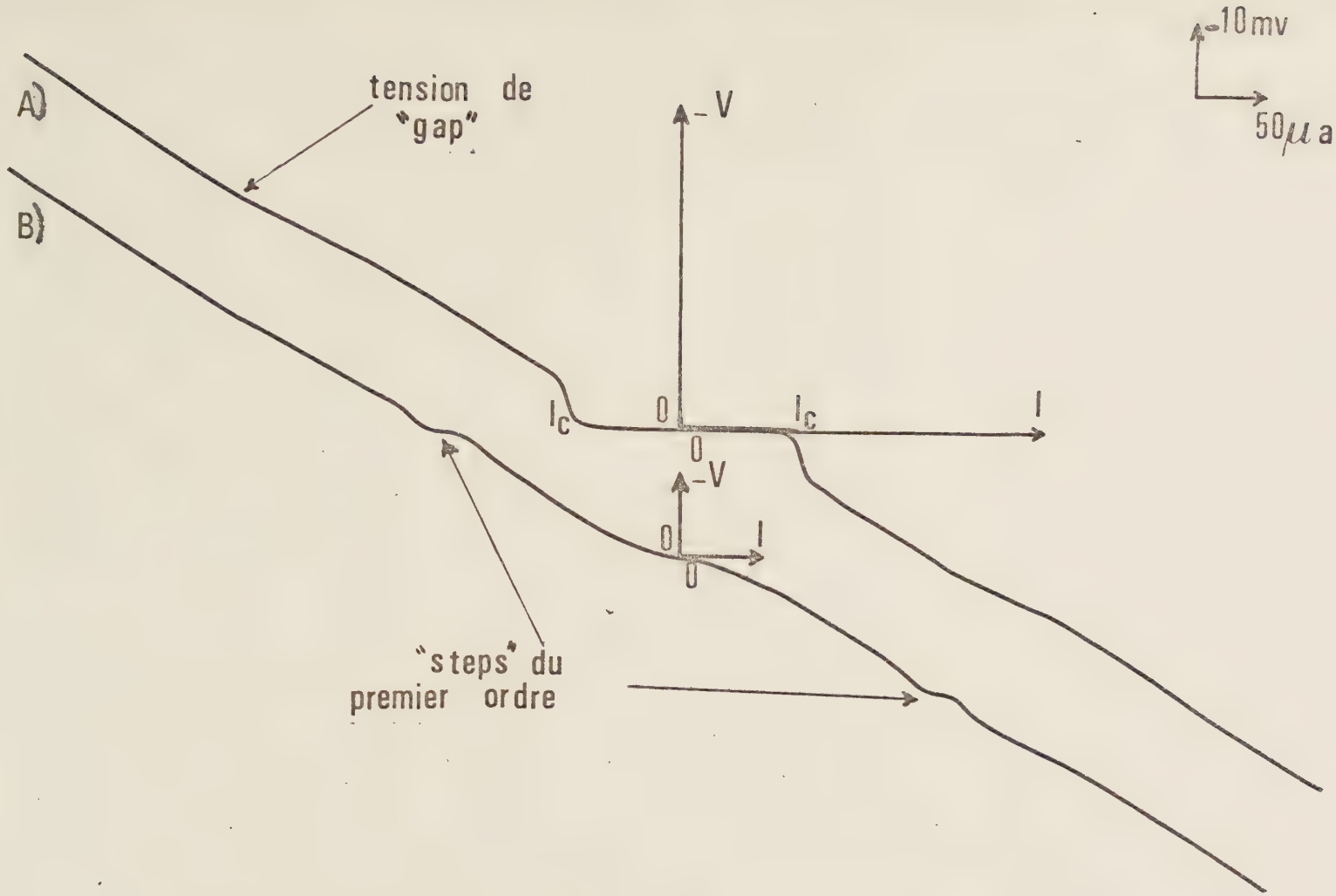


FIG 27: Caractéristique courant_tension de la jonction réelle.

A) en absence de radiation Laser

B) avec la radiation Laser 337 μ

La figure 27 montre l'exemple d'un contact type ayant un courant critique I_c = 80 µA en l'absence d'infra-rouge. Irradiée avec la puissance maximum disponible à l'entrée du guide (P ≃ 10 mW), on constate que le signal infra-rouge annule alors presque totalement le courant critique (palier d'ordre zéro) et que l'amplitude du palier induit $\begin{matrix} m=1 \\ n=1 \end{matrix}$ est voisin de 25 µA. Ceci indique notamment l'efficacité du couplage entre la radiation infra-rouge et le contact Josephson, cette efficacité est accrue par le miroir de focalisation usiné sur le piston de court-circuit hyperfréquence (voir figure 24). Dans des conditions différentes de couplage, nous avons également mis en évidence le palier correspondant au subharmonique $\frac{1}{2}$ (m=2, n=1), de la fréquence laser, mais le palier induit associé à l'harmonique 2 de la fréquence laser (m=1, n=2) n'a jamais été mis en évidence de façon probante.

L'optimisation du couplage de la jonction avec le faisceau infra-rouge est réalisée en affinant l'alignement et la position de tous les miroirs (alignement des miroirs utilisés pour le transport du faisceau, position du miroir usiné sur le piston de court-circuit). La jonction est polarisée en un point de la caractéristique I.V situé au voisinage du palier n=1. Une amélioration du couplage radiation-contact Josephson se traduit par une augmentation du palier induit, donc un accroissement de la résistance dynamique R_D au point de fonctionnement choisi, c'est-à-dire de la tension V aux bornes du contact alimenté à courant constant : c'est donc cette tension que l'on cherche à rendre maximale au cours du réglage. L'optimisation du couplage par cette méthode s'est révélée très précise.

4.3.2. Méthodes d'observation des battements entre la radiation laser et les sources millimétriques

Les phénomènes de battement entre les sources klystron décrites précédemment (λ_1 = 8 mm ou λ_2 = 3 cm) et la radiation laser (311 µ - 337 µ) ont été mis en évidence sans difficulté dans la majeure partie des cas. La méthode de détection hétérodyne appliquée ici revient à détecter un signal de fréquence intermédiaire, différence entre la fréquence laser et la fréquence de l'harmonique n du klystron :

$$\nu_{LASER} = n\,\nu_{KLYSTRON} \pm \nu_{F.I.} \qquad (62)$$

n, entier

La figure 27 représente une description schématique de l'ensemble expérimental qui a permis la détection des phénomènes de battement entre le laser HCN oscillant à 337 µ et le klystron de longueur d'onde 8 mm. La fréquence intermédiaire nous est imposée ici par le circuit résonnant accordé à 110 MHz et dont le facteur de qualité est voisin de 30. Connaissant a priori la fréquence de transition du laser HCN (à 337 µ) et le rang d'harmonique n (n = 26) de la fréquence klystron, il suffit alors de prérégler la fréquence du klystron au voisinage de la fréquence mesurée et ceci grâce à la source pilote du quartz à 5 MHz.

Pour détecter le signal de fréquence intermédiaire, deux méthodes ont été mises en oeuvre :

- une première méthode consiste à balayer faiblement de part et d'autre de la fréquence de préréglage le sommet du mode de la cavité klystron, à l'aide d'une tension en dent de scie appliquée sur le déflecteur. Le signal de fréquence intermédiaire est donc balayé en fréquence , amplifié, puis détecté par un récepteur 110 MHz, dont la bandepassante peut être contrôlée suivant des valeurs discrètes (300 kHz, 20 kHz). Le signal ainsi détecté est visualisé sur l'écran d'un oscilloscope dont le déclenchement est synchrone de la tension de balayage du klystron ; l'observation du signal se fait ici dans une "fenêtre" de fréquence fixe et de largeur déterminée (celle du récepteur à 110 MHz).

Cette première méthode s'est avérée facile à mettre en oeuvre et de sensibilité suffisante pour observer des signaux de très faible amplitude ; une fois optimisé, le signal de fréquence intermédiaire atteignait couramment des amplitudes de 30 dB par rapport au niveau de bruit. C'est pourquoi cette méthode a été appliquée dans toutes nos expérimentations en tant qu'étape préliminaire. Elle présente cependant l'inconvénient de ne pouvoir étudier le signal que pour des durées inférieures ou égales à la milliseconde . En effet, pour pouvoir être efficace, la fréquence de la tension dent de scie appliquée au déflecteur du klystron est nécessairement supérieure à une valeur limite compatible avec le temps de réponse des capacités d'entrée de l'alimentation du klystron. Cette valeur est en général de plusieurs centaines de hertz, ce qui impose un balayage en temps de l'oscilloscope de l'ordre de la milliseconde.

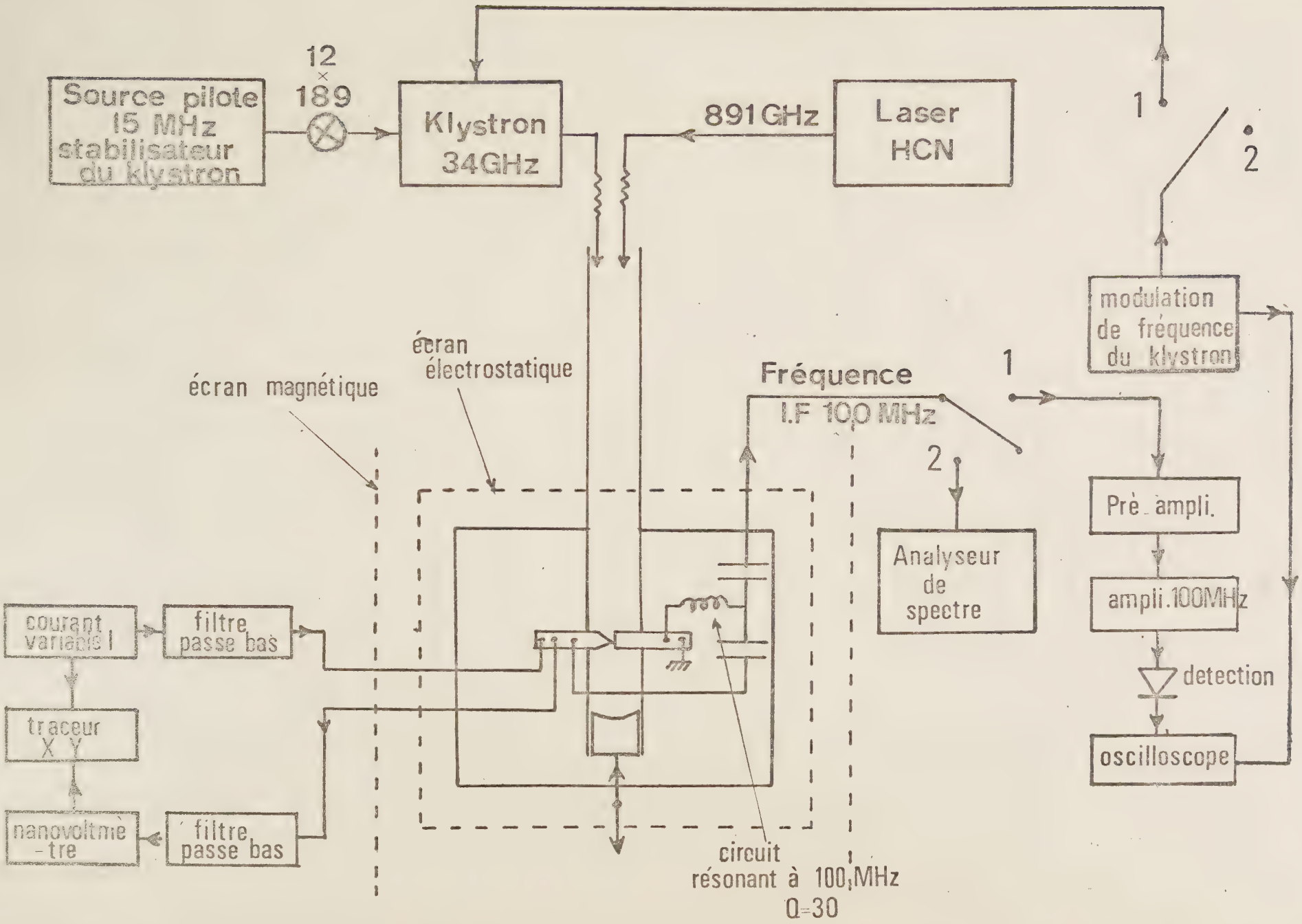


FIG 28 Détection en fréquence I.F du Laser HCN

- La seconde méthode, plus immédiate, revenait à introduire le signal de fréquence intermédiaire, après préamplification, directement sur l'analyseur de spectre. Ceci imposait de verrouiller la fréquence du klystron sur la source pilote à 15 MHz. Cette méthode présente par rapport à la précédente des différences importantes tant sur la sensibilité que sur le principe. En effet, dans le cas présent, c'est la "fenêtre" d'observation de l'analyseur de spectre qui est balayée en fréquence alors que la fréquence centrale du signal de battement est cette fois-ci fixée par le verrouillage du klystron sur l'oscillateur à quartz. La durée d'observation du signal peut être choisie dans une plage étendue allant depuis quelques centaines de millisecondes jusqu'à plusieurs centaines de secondes. D'autre part, il est également possible de suivre l'évolution en fréquence du signal, c'est-à-dire celle de la radiation laser à condition que l'asservissement du klystron sur le synthétiseur soit assuré et ceci sur des intervalles de temps aussi grands que possible.

Les conditions d'observation du signal à F.I. et d'optimisation de son amplitude se sont révélées relativement critiques. Les trois paramètres sur lesquels il a été possible d'agir sont respectivement :

- la puissance infra-rouge couplée avec la jonction,
- la puissance de l'onde millimétrique couplée avec la jonction,
- le choix du point de fonctionnement sur la caractéristique courant-tension de la jonction.

Aucune étude quantitative précise n'a été effectuée en ce qui concerne les puissances respectives des radiations couplées avec la jonction, leurs mesures étant d'ailleurs difficilement réalisables pour le 337 μ et le 8 mm qui se propagent dans un guide surdimensionné (bande X, $\lambda = 3a$). Seules les mesures de puissance à l'entrée du guide d'onde nous ont permis de trier des renseignements d'ordre qualitatif quant au couplage optimal de la jonction. En règle générale, l'amplitude du signal détecté est fonction croissante des puissances injectées dans le guide d'onde à condition que les intensités de l'infra-rouge et de l'onde millimétrique croissent simultanément (pour une puissance infra-rouge donnée, il existe une puissance optimale correspondante de l'onde millimétrique). Cependant, cette croissance n'est linéaire que si les signaux injectés sont faibles (quelques centaines de microwatts pour la radiation laser à l'entrée du guide d'onde), pour des

puissances plus élevées la croissance devient moins prononcée. Dans les conditions optimales de détection nous avons constaté qu'il était souhaitable d'opérer avec une puissance de quelques milliwatts (5-10) pour la radiation laser, alors que la puissance de l'onde millimétrique était typiquement voisine de la centaine de microwatts.

Le choix du point de fonctionnement sur la caractéristique courant-tension s'est avéré très critique. La sensibilité de la détection étant croissante avec la valeur de la résistance dynamique de la jonction, il est donc nécessaire de choisir le point de fonctionnement entre deux "paliers" consécutifs dus à l'oscillateur local, c'est-à-dire la source klystron. Le rang des "paliers" influe également sur la détection, et en général, il est préférable de se placer entre deux paliers d'ordre peu élevé, pour rendre maximum la résistance dynamique.

Enfin, les signaux de battement obtenus soit avec le klystron (λ = 8 mm) , soit le klystron (λ = 3 cm) ont présenté sensiblement les mêmes amplitudes. Le rang de l'harmonique générée par la jonction dans le mélange avec le klystron (λ = 3 cm) était de 96, ce qui nous a permis d'appréhender les possibilités de la jonction à générer des harmoniques d'ordre encore plus élevé (n > 100) lors d'expérimentations qui seront conduites ultérieurement. Actuellement, l'ordre le plus élevé obtenu pour le rang de l'harmonique générée dans le mélange klystron-laser HCN s'est avéré égal à 825 (Ref. Blaney-Knight 73). Il existe certainement une limite inférieure à la fréquence du klystron correspondant au signal minimum de fréquence intermédiaire détectable par la jonction ; ceci peut être justifié en supposant que l'amplitude en tension crête à crête du signal intermédiaire est limitée par l'écart de tension existant entre deux "steps" consécutifs de la jonction. Ainsi, en appelant ν_k la fréquence du klystron choisi, la valeur maximum de la tension du signal de fréquence intermédiaire est donnée par :

$$V_{IF\ Max} = \frac{h\,\nu_k}{\sqrt{2}\,\pi\,c} \qquad [\ 63\ ]$$

4.3.3. Mesure de la fréquence du laser HCN (337 µ)

La mesure de fréquence de la radiation laser à 337 µ a été effectuée à partir de la mesure de fréquence de la source pilote MOS 5 sur laquelle est

asservi le klystron (34 GHz). Partant d'un quartz oscillant à 5 MHz, cette source pilote permet de synthétiser selon un spectre continu toutes les fréquences allant depuis 14,98121 MHz jusque 15,10945 MHz. La précision donnée pour la fréquence de l'oscillateur à quartz (et donc celle de la source pilote) était du même ordre de grandeur que la précision de la mesure au compteur de fréquence, c'est-à-dire 5 10^{-8} environ.

Un système interne de multiplication de fréquence permet de relier la source pilote MOS 5 au klystron 34 GHz. Le signal de fréquence intermédiaire à 40 MHz obtenu dans le mélange entre la fréquence klystron et un harmonique élevé de la source pilote peut être asservi en fréquence et en phase et permet alors d'asservir la fréquence du klystron. Connaissant ν_o la fréquence affichée de la source pilote, la relation nous donnant la fréquence ν_k du klystron est :

$$\nu_k = 12\ m\ \nu_o \mp 40\ \text{MHz} \qquad (64)$$

où m est un entier.

(le chiffre 12 est fixé de par la conception même de la source pilote). Regroupant les relations (62) et (64) il est alors possible de relier la fréquence du laser à la fréquence ν_o :

$$\nu_{LASER} = n\ (12\ m\ \nu_o \mp 40\ \text{MHz}) \pm 110\ \text{MHz} \qquad (65)$$

n et m, nombres entiers peuvent a priori prendre plusieurs séries de valeur. Cependant, la largeur du mode de cavité klystron qu'il est possible de balayer et la plage relativement étroite de réglage en fréquence de la source pilote nous ont amenés à prendre respectivement comme valeurs typiques m = 189 et n = 26 .

La valeur de m, ainsi que le signe de la fréquence intermédiaire à 40 MHz sont directement affichés sur le MOS 5. La valeur de n est pratiquement imposée par celle de m ; un écart d'une unité du rang d'harmonique ne pouvant être rattrapé par le balayage du mode du klystron. D'autres valeurs auraient cependant pu être choisies pour n (25 et 27) correspondant à d'autres valeurs de m.

m, n étant par conséquent choisis, la fréquence de la source pilote est alors ajustée de manière à faire apparaître le niveau optimum du signal détecté à l'oscilloscope (détection du signal à 110 MHz). Cependant l'indétermination dans le signe + ou - associé à la fréquence intermédiaire 110 MHz de la relation (65) peut encore subsister. Pour la lever, il convient de déplacer dans l'un ou l'autre sens la fréquence de la source pilote de manière à obtenir un nouveau maximum dans le niveau détecté correspondant cette fois à la "fréquence image" ; le sens du déplacement nous renseigne alors sur le signe à choisir.

La longueur de la cavité laser étant ajustée de manière à faire correspondre la fréquence du mode fondamental à la fréquence centrale de la raie de transition à 337 μ (cette position est obtenue pour un maximum de puissance extraite de la cavité accordée sur le mode fondamental), les mesures de la fréquence laser alors effectuées ont toutes été comprises dans les limites du résultat suivant :

$$\nu_{LASER} = 890{,}760\ 5\ \text{GHz} \pm 300\ \text{kHz} \qquad (66)$$

Actuellement, la détermination la plus précise de la fréquence du laser HCN oscillant sur la raie à 337 μ est de 890,760 550 GHz. Les résultats obtenus s'approchent donc de cette "valeur théorique" avec une précision d'environ $5\text{-}6\ 10^{-7}$. Nous pouvons présenter les causes limitant la précision de nos mesures par ordre d'importance décroissante :

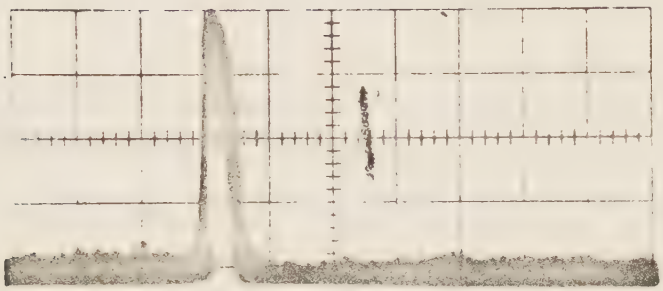
- le positionnement de la fréquence de la cavité laser sur la fréquence centrale de la raie de transition est limité en précision par la sensibilité de la détection en puissance du laser. Cet écart a pu être estimé à $\pm$ 200 kHz et correspond à un écart de $\pm$ 1 μ de la longueur de cavité relativement à la valeur idéale.

Afin d'éliminer ou de réduire cette source d'erreur, il convient évidemment de stabiliser la fréquence du laser au sommet de sa raie suivant l'une des méthodes décrites dans l'Annexe III.

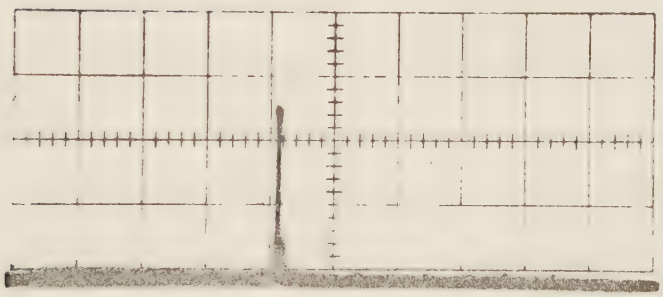
- La stabilité de la fréquence de la source pilote constitue la deuxième source d'erreur et il serait souhaitable de remplacer le synthétiseur actuel par un quartz ultra-stable.

FIG.29 ; Signal de battement entre le Laser HCN (891 GHz) et l'harmonique 100 du klystron (8 GHz).

A) Fenêtre de détection : 300 khz _ Echelle de balayage : 1MHz/carreau



B) Fenêtre de détection : 20 khz _ Echelle de balayage : 1MHz/carreau



Nota : Les signaux observés avec le klystron 34 GHz ont été identiques

- Si le signal de fréquence intermédiaire présente un spectre de largeur non négligeable, la détermination du sommet en est moins précise. Il faut alors améliorer la pureté spectrale des signaux infra-rouge et micro-onde.

La précision sur la valeur de la fréquence centrale du signal intermédiaire (110 MHz) dépend aussi de la précision avec laquelle est positionnée la fenêtre de fréquence du récepteur. La limite supérieure de l'erreur commise était ici de 20 kHz.

4.3.4. Analyse spectrale du signal de battement entre le laser HCN et le klystron (34 GHz) ou le klystron en bande X

L'analyse spectrale du signal de battement entre le laser HCN et le klystron 34 GHz (harmonique 26) ou le klystron 9 GHz (harmonique 96) a été effectuée suivant chacune des méthodes décrites précédemment (cf. 4.3.2). Comme nous l'avons souligné précédemment, ces deux méthodes d'analyse diffèrent principalement dans la durée de l'analyse (c'est-à-dire du balayage de la raie) et peuvent être considérées, ainsi que nous allons le voir, comme complémentaires l'une de l'autre. En effet, alors que l'analyseur de spectre permet de révéler toutes les fluctuations de fréquence du signal de battement comprises dans des intervalles de temps supérieurs ou égaux à la seconde, la détection à l'oscilloscope nous montre seulement les fluctuations rapides (> 1 kHz), la durée de l'étude étant réduite à 1 milliseconde. Les spectres obtenus sont respectivement représentés sur les figures 29 et 30 (oscilloscope et analyseur de spectre).

- La figure 29 montre le signal de battement observé à l'oscilloscope entre le laser HCN (891 GHz) et le klystron bande X (harmonique 96).

- Les deux clichés obtenus à l'oscilloscope nous montrent que la largeur du spectre est réduite lorsque la bande passante de la "fenêtre" du récepteur est réduite (300 kHz → 20 kHz). Une dilatation de l'axe des fréquences, obtenue en réduisant l'amplitude de balayage de la fréquence du klystron nous a par ailleurs fait apparaître que la largeur de la raie détectée était pratiquement celle de la fenêtre de mesure du récepteur, c'est-à-dire respectivement 300 kHz et 20 kHz. En conclusion de cette première étude les fluctuations à court terme (< 1 ms) donnent naissance à une largeur de raie du signal de battement inférieure ou égale à 20 kHz.

Des signaux exactement similaires sont obtenus dans le cas du battement 34 GHz → 891 GHz.

- Les spectres obtenus directement à l'analyseur de spectre font apparaître des largeurs plus importantes. La figure 30 nous montre le spectre du battement 34 GHz → 891 GHz avec un temps de balayage de 100 ms, une largeur de raie bien supérieure (350 kHz environ) est ainsi mise en évidence.

Cette largeur a été constatée lors de toutes les expérimentations entreprises jusqu'à maintenant et quelle que soit la largeur de la fenêtre de l'analyseur. Elle permet de conclure que, certaines fluctuations à moyen terme (1 ms < t < 1s) n'ont pu être éliminées soit dans les sources d'émission qui donnent lieu au battement, soit dans l'ensemble du système de détection : des fluctuations à 50 Hz ou synchrone du 50 Hz sont envisageables. Des largeurs deux à trois fois plus importantes sont obtenues pour le battement klystron 9 GHz - Laser HCN (891 GHz).

Les causes exactes qui donnent naissance à leur n'ont pas encore pu être déterminées ; les origines possibles de ces fluctuations ont été méthodiquement étudiées en ce qui concerne chacun des éléments de l'ensemble expérimental. Nous avons ainsi pu éliminer un certain nombre d'hypothèses (instabilités de l'alimentation laser - vibrations mécaniques, etc.), d'autres sont encore à étudier. Au vu de nombreux résultats nous pouvons cependant tirer les conclusions suivantes :

- les fluctuations de fréquence du laser comme cause principale de l'élargissement du signal de battement ne peuvent être attribuées qu'à des fluctuations réelles ou fictives de la longueur de cavité. Les fluctuations fictives de longueur de cavité correspondent, comme nous l'avons déjà plusieurs fois précisé, à des instabilités de la décharge. L'influence du courant de décharge sur l'élargissement du signal a été effectivement constaté, cependant l'importance de cette influence est apparue du second ordre par rapport aux causes d'élargissement principales ; une décharge instable augmente la largeur de raie de plusieurs dizaines de kilohertz (50 kHz).

Les fluctuations réelles de la longueur de cavité sont dues aux vibrations des parties mécaniques. Des vibrations extérieures ont alors été volontairement créées afin de tester la réponse du système, mais aucun

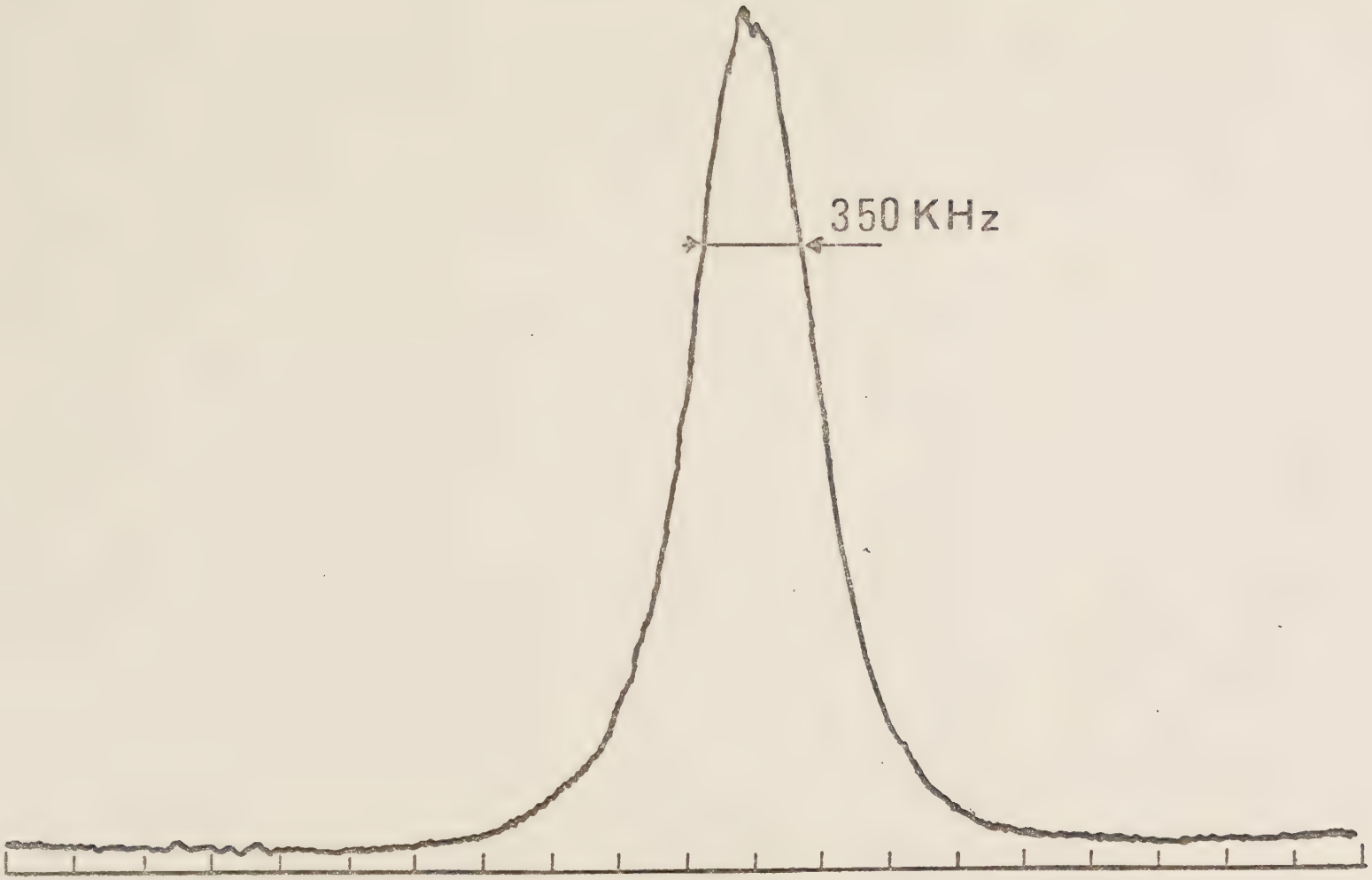


FIG30; Analyse spectrale du signal de battement klystron (8mm.) _ laser HCN (337μ)

largeur de la fenêtre de l'analyseur : 10 khz
balayage total de la fenêtre : 5 Mhz
durée d'étude : 100 sec.
rapport signal sur bruit : 25 db

élargissement supplémentaire du signal n'est apparu par suite de ces vibrations forcées. Ceci permet d'avancer que les vibrations mécaniques ne jouent également qu'un rôle de second plan dans l'élargissement du signal de battement.

D'autre part, lors des expériences habituelles de mesure de largeur de raie, un soin particulier a été apporté afin d'éviter toute communication possible des vibrations mécaniques et acoustiques : isolement du banc de pompage par rapport à la salle de travail , isolement vis à vis des bruits de l'alimentation en courant (sifflements à 100 Hz du transformateur et des selfs) - arrêt momentané de la circulation d'eau dans les tubes en silice ...

Seul un mauvais blindage électrique des piezocéramiques sur lesquels se trouvent montés les miroirs de cavité n'a pu encore être mis hors de cause : les piezocéramiques peuvent capter aisément les fluctuations de champ électrique présentes dans le tube à décharge.

Le fait que les fluctuations de fréquence du laser constituent la principale source d'élargissement de la raie semble cependant peu probable. Une manière décisive de vérifier la véracité de cette hypothèse consisterait à observer le signal de battement entre deux lasers HCN semblables, oscillant à 337 µ ou à 311 µ.

- Les fluctuations de fréquence du klystron ont été étudiées dans la partie 4.2.1. ; elles provoquaient une largeur de raie du klystron voisine de la centaine de hertz (limite de résolution de l'analyseur) à long terme. Suivant leur origine (bruit blanc, "flicker noise" ..) ces fluctuations peuvent être multipliées en amplitude par n^2, par n ou une puissance intermédiaire de n dans l'harmonique de rang n du klystron. Ceci nous permet d'avancer que les fluctuations possibles du signal harmonique de rang n = 26 du klystron peuvent être dans le cas le plus défavorable la cause principale de l'élargissement du signal de battement et dans le cas le plus favorable, une cause secondaire à laquelle il est utile de remédier. Pour éliminer ou plus exactement, réduire les fluctuations du klystron (34 GHz) au delà de 10^{-8} il convient de réduire celles du quartz à 5 MHz sur lequel il est asservi ainsi que celles de la boucle d'asservissement elle-même. Le remplacement du quartz actuel est donc envisagé dans une étape prochaine.

- Les sources d'élargissement au niveau même du système de détection ne peuvent être totalement écartées dans la mesure où cette détection n'est pas linéaire. La réponse en puissance de la diode Josephson est fortement non linéaire (ce qui a été déjà signalé antérieurement), et cette non linéairté peut donner naissance à une largeur de raie apparente plus importante que prévue. Des parasites peuvent également être captés à un endroit ou un autre du système de détection.

4.3.5. Conclusion

Les expériences de détection hétérodyne développées précédemment ont montré une très grande reproductibilité. Elles ont donc permis de tester la sensibilité et la fiabilité du contact Josephson, ainsi que sa capacité à générer des harmoniques d'ordre élevé.

Le niveau des signaux détectés (25-30 dB) est comparable à celui mesuré par d'autres expérimentateurs[73,74] dans le mélange entre un klystron (9 GHz ou 34 GHz) et le laser HCN (891 GHz). Ces résultats confèrent à la jonction Josephson une sensibilité équivalente à celles des autres détecteurs hétérodynes existant dans ce domaine : diode métal-métal[75], diode métal-semi-conducteur[76], diode Schottky[77].

L'écart constaté entre le niveau optimum mesuré à l'analyseur de spectre (25 dB) et celui mesuré à l'oscilloscope (30 dB) doit être attribué à la différence de largeur de raie obtenue résultant de fluctuations lentes ($\sim$ 50 Hz) et à la distribution de puissance qui en découle.

Malgré la plus grande complexité de l'appareillage et la nécessité de recourir à des méthodes cryogéniques, le système de détection s'est avéré parfaitement fiable et reproductible quant aux résultats obtenus. La majeure partie des mesures a pu être menée avec le même contact Josephson qui a été utilisé pendant plusieurs semaines. Entre chaque expérience, le contact est rompu et maintenu en atmosphère d'hélium. Aucune dégradation de ses qualités n'a été constatée au cours du temps ; le contact étant ajusté, le système de détection, optimisé aucun réglage supplémentaire n'était nécessaire pour le maintenir en fonctionnement pendant toute l'expérimentation.

Les performances obtenues dans la génération d'harmoniques d'ordre élevé (n = 100) avec le contact Josephson confirment les résultats d'autres expérimentateurs[68] et confèrent à ce dispositif une nette supériorité comparé aux autres dispositifs dans le domaine de fréquence joignant les micro-ondes à l'infra-rouge. Ses possibilités de multiplication directe de la bande X jusqu'à environ 10 THz sont à l'étude actuellement dans plusieurs laboratoires.

Annexe I

CARACTERISTIQUES DU MONTAGE INTERFEROMETRIQUE DE MICHELSON

1. PERTES PAR REFLEXION ET PAR DIFFRACTION DANS UN COUPLAGE DE SORTIE SIMPLE SANS MIROIR DE SORTIE (4)

Appelons R_1, R_2 les coefficients de réflexion des deux miroirs de cavité ($R_{//}$, A) les coefficients de réflexion et d'absorption de la lame semi-transparente pour un faisceau polarisé parallèlement. Ces coefficients sont donnés dans cette première partie pour une intensité lumineuse incidente. α_D, représentant le coefficient de pertes par diffraction par unité de longueur pour un aller retour du faisceau dans la cavité les pertes par diffraction totales pour la cavité de longueur $L = L_1 + L_2$ seront égales à $2\,\alpha_D L$.

Considérons un faisceau de puissance unité dans la cavité, après y avoir décrit un aller retour, la puissance restante en l'absence de milieu laser sera :

$$\left[R_1 R_2 (1 - R_{//})^2 (1 - A)^2\right](1 - 2\,\alpha_D L) \qquad (1)$$

Le pourcentage de pertes pour un aller retour du faisceau dans la cavité est donc :

$$L\,\alpha_{TOTAL} = 1 - \left[R_1 R_2 (1 - R_{//})^2 (1 - A)^2\right](1 - 2\,\alpha_D L) \qquad (2)$$

Si l'on suppose négligeable le coefficient d'absorption de la lame semi-transparente et si l'on prend les coefficients de réflexion égaux à un, on obtiendra :

$$2L\alpha_{TOTAL} = 1 - (1 - R_{//})^2 (1 - 2\alpha_D L) \qquad (3)$$

R et $2\alpha_D L$ étant petits devant 1 ;

$$2L\alpha_{TOTAL} \# 2(R_{//} + \alpha_D L) \qquad (4)$$

d'où

$$\alpha_R \# \frac{R_{//}}{L} \qquad (5)$$

Nous constatons que dans le cas le plus général, les pertes totales de la cavité ne s'expriment pas par une somme directe des pertes par réflexion et des pertes par diffraction $\alpha_R + \alpha_D$. Ce n'est le cas que lorsque les pertes α_R et α_D sont relativement faibles.

2. COUPLAGE DE SORTIE ET SELECTIVITE DE MODE DU MONTAGE MICHELSON

Le montage Michelson ne se prête pas à une étude analogue à celle développée précédemment, car les interférences des deux faisceaux réfléchis par les miroirs (2) et (4) conduisent à l'utilisation de la notion d'onde lumineuse (ou de champ) et non plus d'intensité lumineuse. Considérons donc ici le faisceau en tant qu'onde incidente $e^{i\omega t}$. r_1, r_2, r_4 et $r_{//}$ seront alors les coefficients de réflexion pour une onde incidente ($R_{//} = r_{//}^2$) et $t_{//}$ le coefficient de transmission de la lame semi-transparente ($r_{//}^2 + t_{//}^2 = 1$). De même on définira g le gain total du milieu laser pour l'onde incidente $e^{i\omega t}$ de telle sorte que $gg^{xx} = 1 + 2L G_\lambda$ en se rappelant que $2L G_\lambda$ est un gain en pourcentage.

Considérons l'onde O provenant de la lame semi-transparente (3) et se dirigeant vers le miroir (1). Après un aller retour dans la cavité, l'onde retour aura pour expression :

$$O_1 = r_1 g e^{i\omega t} \left\{ r_4 t_{//}^2 e^{+i\frac{4\pi}{\lambda}(L_3 + L_1)} + r_2 t_{//}^2 e^{-i\frac{4\pi}{\lambda}(L_2 - L_1)} \right\} \qquad (6)$$

La condition d'onde stationnaire dans la cavité impose que $\theta_1 = 0$, d'où la valeur du gain g :

$$g = \frac{1}{r_1 \left| r_4 r_{//}^2 e^{-i\frac{4\pi}{\lambda}(L_3+L_4)} + r_2 t_{//}^2 e^{-i\frac{4\pi}{\lambda}(L_1+L_2)} \right|} \qquad (7)$$

La condition de résonance de la cavité est que la valeur du gain soit un nombre réel :

$$r_4 t_{//}^2 \sin\frac{4\pi}{\lambda}(L_3+L_4) = -r_2 t_{//}^2 \sin\frac{4\pi}{\lambda}(L_2+L_1) \qquad (8)$$

Tenant compte de l'ordre de grandeur de $r_{//}^2 = R_{//}$ (≃ 3%) comparé à $t_{//}^2 = T_{//}$ (≃ 97%), on s'aperçoit que la condition de résonance se réduit pratiquement à :

$$\sin\frac{4\pi}{\lambda}(L_1+L_2) \neq 0 \Rightarrow L_1+L_2 = n\frac{\lambda}{2} \qquad (9)$$

Cette relation montre que l'accord de la cavité totale correspond à l'accord en fréquence de la cavité principale (L_1+L_2).

Le gain total en puissance pour l'onde incidente s'obtient à partir de l'équation (7) :

$$gg^* = \frac{1}{r_1^2 \left[r_4 r_{//}^2 + r_2 t_{//}^2 - 4 r_2 r_4 r_{//}^2 t_{//}^2 \sin^2\frac{2\pi}{\lambda}(L_3+L_4) \right]} \qquad (10)$$

Le pourcentage de pertes de la cavité dues à tous les mécanismes de réflexion (par mètre et pour un aller-retour de l'onde) peut alors s'écrire :

$$\alpha_{OR} = \frac{1}{2L}\left(1 - \frac{1}{gg^*}\right)$$

$$\alpha_{OR} = \frac{1}{2L}\left[1 - r_1^2\left(r_4 r_{//}^2 + r_2 t_{//}^2 - 4 r_2 r_4 r_{//}^2 t_{//}^2 \sin^2\frac{2\pi}{\lambda}(L_3+L_4)\right)\right] \qquad (11)$$

ou encore (11')

$$\alpha_{OR} = \frac{1}{2L}\left[1 - R_1\left(\sqrt{R_4}\, R_{//} + \sqrt{R_2}\, T_{//} - 4\sqrt{R_1 R_2}\, R_{//} T_{//} \sin^2\frac{2\pi}{\lambda}(L_3+L_4)\right)\right]$$

En prenant comme dans la première partie $R_1 \simeq R_2 \simeq R_4 \simeq 1$, on trouve :

$$\alpha_{OR} = \frac{1}{2L}\left[1 - (R_{//} + T_{//}) + 4 R_{//} T_{//} \sin^2\frac{2\pi}{\lambda}(L_3+L_4)\right]$$

soit, $$\alpha_{oR} = \frac{1}{2L_4}\left[1 - R_{//}T_{//}\,\omega_1^2\left\{\frac{2\pi}{\lambda}(L_3 - L_2)\right\}\right] \qquad (12)$$

Plusieurs remarques importantes doivent être faites concernant ce résultat : premièrement, toutes les pertes par diffraction sont omises dans les calculs précédents, car elles n'ont aucune signification pour l'onde incidente O considérée qui reste en permanence suivant l'axe de la cavité,

deuxièmement, cette formule ne tient en aucune façon compte de la distribution spatiale du faisceau, et plus particulièrement celle qui résulte des interférences entre les ondes provenant du miroir (2) et du miroir (4).

Ces remarques étant faites, nous pouvons alors tirer les conclusions suivantes concernant les propriétés du montage interférométrique de Michelson :

- pour une longueur d'onde λ donnée, il est possible d'obtenir un couplage en puissance variable (L_3 ou L_2 variables) et le couplage maximum est double de celui obtenu avec une lame semi-transparente seule,

- lorsqu'on fait varier L_3 (ou L_2), le couplage de sortie et, donc la puissance extraite de la cavité vont varier périodiquement avec une période égale à $\lambda/2$.

- Posons $\lambda = \frac{\nu}{c}$, lorsque $(L_3 - L_2)$ est ajusté pour une fréquence ν_o d'oscillation donnée, le coefficient de réflexion α_{oR} varie sinusoïdalement suivant la fréquence ν des autres modes ou fréquences pouvant osciller dans la cavité :

$$\alpha_{oR} = \frac{1}{2L_4}\left[1 - R_{//}T_{//}\,\omega_1^2\left\{\frac{2\pi}{c}(L_3 - L_2)\nu\right\}\right] \qquad (12')$$

La période de variation est alors $\Delta\nu = \frac{c}{2(L_3 - L_2)}$. Ceci a pour conséquence de réduire la puissance de sortie pour certains modes (ou fréquences) pouvant osciller dans la cavité ; ceux correspondant à la fréquence $\nu = \frac{n\,c}{2(L_3 - L_2)}$ (n, étant un entier) seront totalement anihilés. Le montage interférométrique constitue donc un sélecteur de modes interne. Dans le montage considéré, $(L_3 - L_2) \simeq 10$ cm et les modes étaient discriminés avec la période $\Delta\nu = 1{,}5$ GHz.

Smith a d'ailleurs pu montrer que la sélectivité de modes du montage Michelson était accrue lorsque R était d'autant plus grand, lorsque l'on prenait la seconde configuration possible pour la lame semi-transparente dans la cavité[43].

3. COUPLAGE DE SORTIE OPTIMAL POUR UNE CAVITE DONNEE LE GAIN LASER ET LES PERTES PAR DIFFRACTION ETANT DONNUES

R_3 étant le couplage de sortie (pertes par réflexion de la lame semi-transparente seule, ou du montage Michelson, pour un aller du faisceau dans la cavité), D représentant les pertes par diffraction (pour un aller), $G_{o\lambda}$ le gain en pourcentage du milieu laser et L la longueur de la cavité, le chapitre consacré à l'optimisation de la puissance (II.2) nous donne simplement la puissance extraite du laser par la formule :

$$P_{EXT} = C R_3 \left[\frac{G_{o\lambda} L}{R_3 + D} - 1 \right] \qquad (13)$$

où C est une constante qui ne dépend que de la configuration de miroirs chosie.

Si $G_{o\lambda}$, L, et D sont fixés, il existera un optimum du couplage de sortie correspondant à une puissance maximale extraite. Ce couplage optimum est défini par :

$$\frac{dP_{EXT}}{dR_3} = 0 \qquad (14)$$

soit ici

$$\frac{G_{o\lambda} L D}{(R_3 + D)^2} - 1 = 0 \qquad (14')$$

Il en résulte donc :

$$R_{3\,opt} = \sqrt{G_{o\lambda} L D} - D$$

Si l'on considère à titre d'exemple , $G_{o\lambda}$ = 4%, L = 6 m, D = 2%, valeurs correspondant à celles du laser HCN, le couplage optimum aura pour valeur

$$R_{3\,opt} \simeq 5\%$$

CONCLUSION

L'ensemble des résultats présentés dans ce mémoire constitue une première étape dans le développement à l'Institut d'Electronique Fondamentale des dispositifs Josephson en haute fréquence : actuellement une première étude quantitative de leur fonctionnement dans la zone 891 GHz est ainsi entreprise.

La conception du laser réalisé permet par un simple échange des tubes de la décharge d'obtenir les raies d'émission du laser H_2O à 118 µ, 78 µ et 28 µ, et par conséquent de poursuivre à plus haute fréquence (2,4 THz, 2,8 THz et 10 THz) l'étude des propriétés des contacts Josephson. Les tubes de décharge utilisés pour le laser H_2O sont de même longueur, mais présentent un diamètre plus faible (50 mm) et un refroidissement externe par circulation d'eau (ces conditions permettront en effet d'obtenir le gain optimum du laser H_2O).

Les résultats de mesure montrent que le laser réalisé est une source infra-rouge de puissance appréciable ; aucune dégradation de ses qualités n'a été constatée pendant un fonctionnement de plus de 200 heures. D'autre part, ses performances en stabilité de fréquence résultant uniquement de l'emploi de techniques passives de stabilisation sont amplement suffisantes pour les études de dispositifs Josephson que nous voulons mettre en oeuvre. La stabilité du courant de décharge, l'isolement du laser vis-à-vis des vibrations mécaniques, ont été testés avec satisfaction, et semblent ainsi mettre hors de cause le laser dans l'élargissement du signal de battement obtenu pour une durée d'analyse de 100 ms. Ce laser pourraît donc être aisément transformé en laser métrologique, élément d'une chaîne, par l'adjonction d'asservissements de fréquence. La stabilité de fonctionnement du laser est telle que pratiquement les réglages ne doivent pas être repris au cours d'une journée d'expérience. Cet appareil constitue donc un véritable générateur disponible pour les diverses applications envisagées actuellement au laboratoire. Les dispositifs Josephson en constituent une application particulière importante : génération d'harmoniques d'ordre élevé, récepteur infra-rouge, spectroscopie hétérodyne infra-rouge.

Annexe II

LARGEUR DE RAIE LASER

Largeur de raie homogène et mise en évidence expérimentale :

La largeur homogène de raie peut être traduite à partir de la formule du gain $G_{o\lambda}$ associé au milieu actif du laser :

$$G_{o\lambda} = G_{o\lambda_o} \times \frac{\Delta\nu_o^2}{4(\nu-\nu_o)^2 + \Delta\nu_o^2} \qquad (1)$$

$G_{o\lambda_o}$ désigne alors le "gain d'intensité nulle" pour la cavité accordée à la fréquence centrale de la raie ν_o .

$G_{o\lambda}$ désigne le "gain d'intensité nulle" pour la cavité accordée sur la fréquence ν .

$\Delta\nu_o$ est la largeur à mi-hauteur de la raie.

Pour savoir si l'élargissement de la raie est de nature homogène il suffit de vérifier expérimentalement la relation (1). S'il est possible de faire varier la longueur de la décharge, donc celle du milieu laser, tout en gardant la même cavité, on peut alors procéder de la manière suivante :

- On mesure au préalable la longueur minimum de décharge L_m nécessaire pour obtenir une intensité non nulle. Ceci correspond alors à l'égalité limite :

$$G_{o\lambda_o} L_m = L_m (\alpha_R + \alpha_D) \qquad (2)$$

$L_m(\alpha_m + \alpha_D)$ représente le pourcentage de pertes totales de la cavité(pour un aller du faisceau). {Cette mesure peut être considérée réciproquement comme une mesure du "gain d'intensité nulle" du milieu laser}.

- Pour une décharge de longueur $L > L_m$, on mesure la largeur de raie apparente $\Delta\nu_{app}$ obtenue en balayant la longueur de cavité de ΔL correspondant aux limites d'oscillation d'un mode donné.

$\Delta\nu_{app}$ se mesure par : $$\frac{\Delta\nu_{app}}{\nu_o} = \frac{\Delta L}{L} \qquad (3)$$

Lorsqu'on se trouve à la limite d'oscillation d'un mode donné (gain $G_{o\lambda}$ d'intensité nulle), on a la relation d'équilibre de la cavité :

$$G_{o\lambda} L = \frac{G_{o\lambda_o} \Delta\nu_o^2 L}{4(\nu - \nu_o)^2 + 4\Delta\nu_o^2} = (\alpha_R + \alpha_D) L \qquad (4)$$

$(\alpha_R + \alpha_D)L$ représente encore le purcentage de pertes total de la cavité comme la cavité est restée inchangée

D'où : $$\frac{\Delta\nu_o^2}{4(\nu - \nu_o)^2 + \Delta\nu_o^2} = \frac{L_m}{L} \qquad (5)$$

Cette équation permet de trouver les fréquences limites d'oscillation dans un mode donné, donc la largeur apparente de la raie :

$$\Delta\nu_{app} = \Delta\nu_o \sqrt{\frac{L}{L_m} - 1} \qquad (6)$$

Par conséquent, si l'on se donne les moyens de vérifier cette relation en faisant varier la longueur de la décharge L, on pourra alors déduire $\Delta\nu_o$, largeur de raie naturelle. Si l'on tient compte également de la largeur de bande de la cavité $\Delta\nu_c$, la "largeur de raie apparente" vraie sera donnée par :

$$\Delta\nu_{app} = (\Delta\nu_o + \Delta\nu_c) \sqrt{\frac{L}{L_m} - 1} \qquad (7)$$

Cette superposition est possible parce que $\Delta\nu_o$ et $\Delta\nu_c$ sont tous les deux des élargissements homogènes.

La largeur de raie Doppler est obtenue à partir de la distribution thermique des vitesses des molécules dans le gaz.

En supposant cette distribution Maxwellienne, on peut l'écrire :

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{M}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} \quad (8)$$

L'axe z étant pris comme axe du laser, une molécule du gaz ayant la vitesse vz suivant cet axe "émettra" à la fréquence :

$$\nu = \nu_0 + \frac{v_z}{c}\nu_0 \quad (9)$$

ν_0 fréquence centrale de la raie de transition.

Si l'on observe cette émission en un point fixe de l'axe ($\frac{vz}{c}\nu_0$) représente le déplacement de fréquence dû à l'effet Doppler. La probabilité de trouver la fréquence émise entre ν et $\nu + d\nu$ est égale à la probabilité de trouver la vitesse vz entre $(\nu-\nu_0)\frac{c}{\nu_0}$ et $(\nu+d\nu-\nu_0)\frac{c}{\nu_0}$. Cette probabilité s'écrit donc :

$$p(\nu-\nu_0)d\nu = \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{M}{2kT}(v_x^2+v_y^2)} dv_x dv_y \, e^{-\frac{M}{2kT}\times\frac{c^2(\nu-\nu_0)^2}{\nu_0^2}\times\frac{c}{\nu_0}d\nu}$$

$$p(\nu-\nu_0)d\nu = \frac{c}{\nu_0}\left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{M}{2kT}\times\frac{c^2(\nu-\nu_0)^2}{\nu_0^2}} \quad (10)$$

Ceci donne une courbe du type gaussien dont la largeur à mi-hauteur est :

$$\Delta\nu_D = 2\nu_0\left[\frac{kT}{Mc^2}\log 2\right]^{1/2} \quad (11)$$

Elle serait la largeur de raie exacte du laser si chacune des molécules émettait avec une fréquence précise ν_0 sans élargissement quelconque.

La largeur totale de raie laser n'est pas une simple combinaison des deux largeurs citées précédemment. A chaque classe (j) de molécules ayant une vitesse axiale v_j et émettant à une fréquence centrale apparente ν_j, correspond une largeur homogène de transition associée à une distribution Lorentzienne $G(\nu_j)$.

Afin de trouver la largeur totale de raie, il convient de se servir de $G(\nu_j)$ et de la distribution de vitesses $p(\nu_j)$ donnée précédemment. Il est souvent possible de déterminer qui de $G(\nu_j)$ ou de $p(\nu_j)$ est en fait responsable de l'élargissement total (ce n'est d'ailleurs pas le cas pour le laser HCN).

Dans le cas d'un élargissement causé de façon prédominante par l'effet Doppler, Lamb[26] a formulé de manière complète la dépendance de l'intensité laser en fonction de la fréquence, permettant d'obtenir ainsi le profil exact de la raie. A partir de considérations sur l'interaction non linéaire entre les molécules et le champ électromagnétique de cavité et en limitant cette interaction au 3ème ordre en champ, Lamb a pu établir ainsi le résultat suivant, concernant l'intensité de la radiation laser :

$$I = \frac{2\gamma}{\tau \Delta N} \left\{ \frac{\Delta N - \Delta N_m \exp\left(\frac{M}{2k_B T} \times c^2 \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\nu_c^2} \right)}{1 + \frac{\gamma^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2}} \right\} \qquad (12)$$

ΔN_m , est le taux minimal d'inversion de population entre états de la transition laser, ou encore densité de "seuil".

ΔN , est la densité d'inversion de population pour la transition saturée considérée.

γ^{-1} , est le temps de relaxation transversale entre les deux niveaux laser.

τ , est le temps de relaxation longitudinal des deux niveaux (γ_1 et γ_2 étant les constantes de temps pour les niveaux 1 et 2). On aura ainsi

$$\gamma = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) \qquad \text{et} \qquad \tau = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\right)$$

γ représente également la largeur homogène de raie $\Delta\nu_o$ vue précédemment pour le cas d'une transition non saturée.

Les autres grandeurs c, ν_0, k, T ont été déjà définies.

Le numérateur (12) présente un maximum pour la fréquence centrale de raie laser. Comme il en est de même pour le dénominateur, la raie

présentera suivant le cas soit un méplat au voisinage de $\nu = \nu_0$, soit un creux ("Lamb Dip"). Dans les deux cas, la largeur du méplat ou celle du creux sont données par les variations du dénominateur étant assuré que les variations du numérateur sont beaucoup plus lentes que celles du dénominateur ($\Delta\nu_{DOPPLER} > \Delta\nu_{HOMOGENE}$) . Ainsi la largeur du "Lamb Dip" est égale à la largeur associée à la "Lorentzienne" du dénominateur, c'est-à-dire γ ou $\Delta\nu_0$ la largeur de transition naturelle.

La figure 1 de l'annexe II ci-dessous représente le "Lamb Dip" d'une raie laser, dont l'élargissement principal est dû à l'effet Doppler.

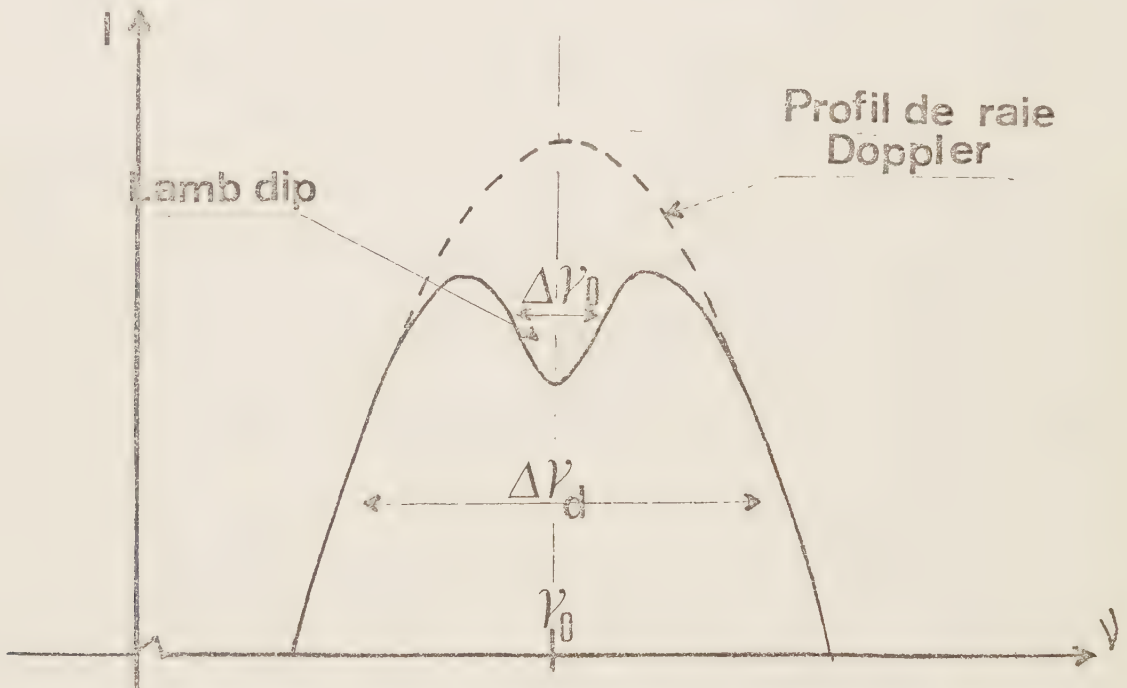


FIG.1 : Intensité relative de l'émission Laser en fonction de la fréquence pour $\frac{\Delta N}{\Delta N_m} = 2$.

L'apparition du "Lamb Dip" et non du méplat ne dépend que de l'intensité atteinte dans l'inversion de population, c'est-à-dire du rapport $\frac{\Delta N}{\Delta N_m}$.
Ceci peut être montré à partir de la formule (10) en posant :

$$X = (\nu - \nu_0)^2 \quad , \quad A = \frac{\nu_0^2}{c^2} \times \frac{2\mathcal{R}T}{M} = \Delta\nu_D^2 / 4\,\mathrm{Log}\,2 \quad , \quad B = \gamma^2$$

l'obtention d'extrêma différents de $\nu = \nu_0$ pour l'intensité laser (10) est

alors donnée par la relation dérivée :

$$B\Delta N - \frac{\Delta N_m}{A} \exp\frac{X}{A}\left(X^2 + 3BX + B(2B+A)\right) = 0 \qquad (13)$$

Il convient donc de connaître le nombre de points d'intersection des courbes associées aux fonctions :

$$f(X) = \exp\frac{X}{A}$$

et $$g(X) = \frac{AB \quad \frac{\Delta N}{\Delta N_1}}{X^2 + 3BX + B(2B+A)}$$ définies pour $X \geqslant 0$

f(X) est monotone croissante à partir de X = 0.

g(X), de dérivée $g'(X) = -AB\frac{\Delta N}{\Delta N_m} \times \frac{2X+3B}{\left(X^2+3BX+B(2B+A)\right)^2}$ négative pour $X \geqslant -3B$, est donc monotone décroissante à partir de X = 0.

La seule condition pour avoir un point d'intersection entre les deux courbes est alors :

$$g(o) \quad f(o)$$

ce qui donne la condition d'apparition du Lamb Dip

$$\frac{\Delta N}{\Delta N_m} \geqslant \left(1 + \frac{2\gamma^2}{\Delta\gamma_D^2}\right) \qquad (14)$$

Annexe III

"TECHNIQUES ACTIVES" DE STABILISATION EN FREQUENCE

1. METHODE DE STABILISATION SUR DES RAIES D'EMISSION OU D'ABSORPTION

Ces méthodes nécessitent, comme nous l'avons signalé précédemment, des raies de transition optique très étroites. En effet, il s'agit d'asservir dans ce cas la fréquence ν_c du rayonnement électromagnétique extrait de la cavité à la fréquence ν_o d'une raie d'émission ou d'absorption moléculaire et la stabilisation sera donc d'autant plus performante que la largeur de la raie $\Delta\nu_o$ sera plus étroite. Nous avons montré (cf. 1.2.3) que pour des transitions saturées (émission ou absorption) les raies peuvent présenter des creux ("dips" ou "hole burning") lorsque leur élargissement est de nature inhomogène, ce qui correspond essentiellement à l'effet Doppler dans les gaz. La présence de ces creux à la fréquence centrale de la raie ν_o est un facteur supplémentaire pour obtenir un profil plus étroit. De façon analogue aux raies d'absorption dans les gaz qui sont plus fines que les raies d'émission, les "creux" obtenus par absorption saturée sont beaucoup plus étroits que ceux rencontrés dans les raies d'émission laser (les $\Delta\nu_o$ respectifs peuvent être dans un rapport 100 ou même 1000). A partir des considérations précédentes, nous pouvons donc classer les différentes solutions possibles pour la stabilisation du laser dans l'ordre suivant des performances croissantes :

1) . Stabilisation à partir de la raie d'émission du milieu laser sans "Lamb Dip" apparent. (Stabilisation sur le sommet de la raie).

2) . Stabilisation sur le "Lamb Dip" de la raie d'émission laser.

3). Stabilisation à partir de la raie d'absorption d'un gaz coïncidant avec la raie d'émission laser.

4) . Stabilisation sur le "Dip" obtenu dans la raie d'absorption saturée d'un gaz coïncidant avec la raie d'émission laser. Dans ce dernier cas, le gaz peut être soit contenu dans la cavité laser, soit situé dans une cuve extérieure.

Si la dernière solution semble devoir naturellement s'imposer lorsque l'on recherche une stabilité optimale de la fréquence du laser, elle exige pour pouvoir être mise en oeuvre un certain nombre de conditions qui ne sont pas toutes praticables dans le cas des lasers HCN et H_2O.

Il est indispensable, en premier lieu, de disposer d'un gaz dont une des raies d'absorption coïncide le plus précisément possible avec la raie d'émission du laser. Cette condition qui est d'ailleurs également exigible pour la solution (3) a pu être remplie pour le laser HCN dont la raie à 337 µ coïncidait avec celle du difluoroéthylène $CH_2 = CF_2$ située dans la région (J, K_a, K_c) : 49,38,11 → 48, 38, 10 et dans l'état de vibration fondamental. Le décalage en fréquence entre le centre de la raie d'émission du laser HCN à 337 µ et celui de la raie d'absorption du difluoroéthylène a été mesurée par Duxbury et Jones[25] ; la valeur obtenue était de 0,41 MHz ± 0,15 MHz.

D'autre part, cette première condition étant remplie, pour pouvoir mettre en évidence le "Lamb Dip" dans la raie d'absorption saturée, il est indispensable que l'effet Doppler soit la cause prédominante de l'élargissement de cette raie. Or, ceci impose une pression de travail très faible, inférieure à 0,01 Torr dans le cas du difluoroéthylène, et en diminuant ainsi son coefficient d'absorption (environ 10^{-4} cm^{-1} à 0,01 Torr) on est conduit à diminuer l'amplitude des signaux destinés à l'asservissement du laser. Ainsi l'utilisation difficile de ces signaux n'a pas encore permis d'appliquer la solution (4) pour la stabilisation en fréquence du laser HCN[61]. En ce qui concerne le laser H_2O, on ne connaît pas actuellement de "partenaires" adéquats dont les raies d'absorption coïncident avec les raies à 28 µ , 78 µ, et 118 µ , aussi les solutions (3) et (4) sont-elles impraticables. En revanche, l'observation du "Lam-Dip" dans ces différentes raies d'émission est relativement aisée lorsque l'on travaille à basse pression (0,1 Torr - 0,3 Torr), alors que la mise en évidence du "Lamb Dip" dans les raies d'émission à 337 µ et 311 µ du laser HCN reste encore délicate sinon impossible. (En effet, l'élargissement Doppler dans le laser HCN n'est largement prépondérant que pour des pressions de fonctionnement inférieures à 0,1 Torr, ce qui correspond dans la majeure partie des cas au seuil de l'émission laser).

En conclusion de ces divers résultats, il apparaît que les solutions actuellement applicables pour stabiliser en fréquence les lasers HCN et H_2O

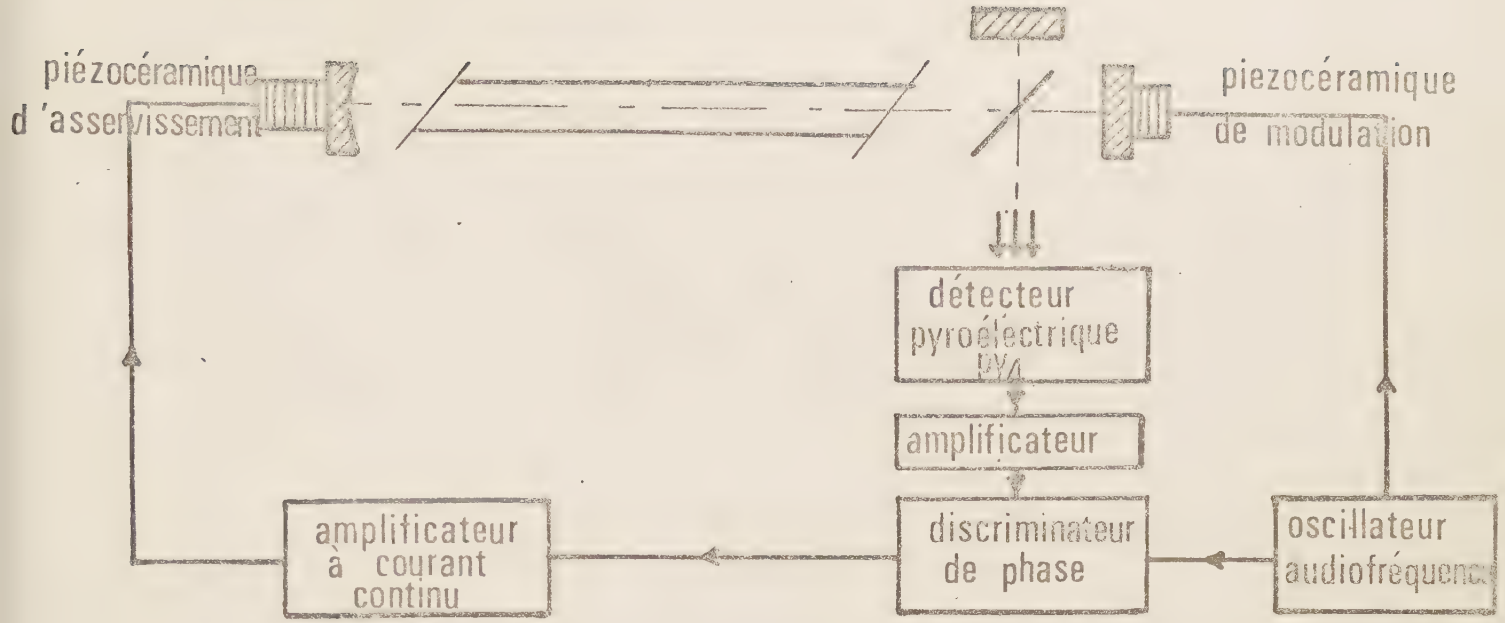


FIG.1 : Schéma de l'asservissement en fréquence du Laser H_2O à partir du «Lamb dip».

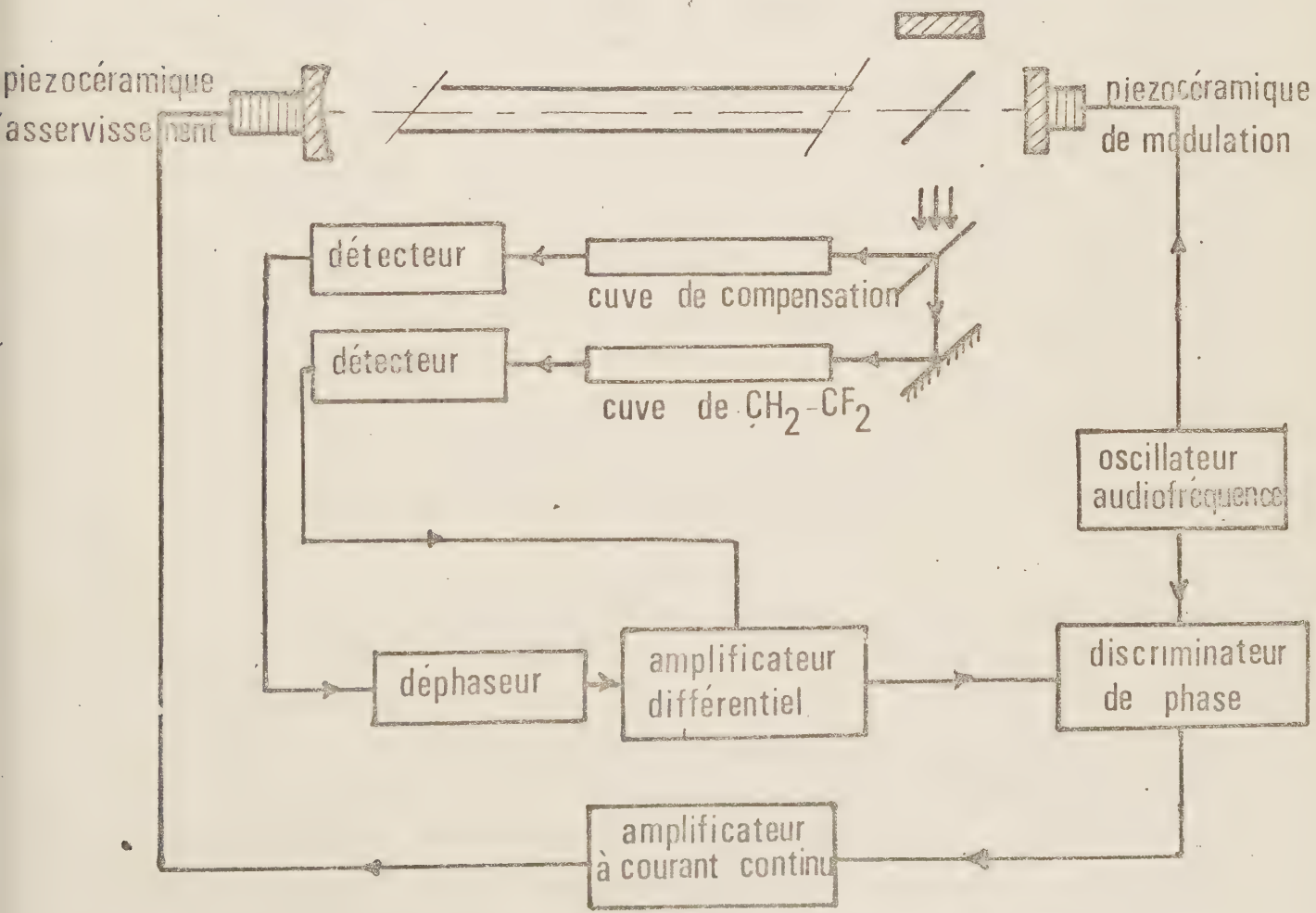


FIG.2 : Schéma de l'asservissement en fréquence du Laser HCN à partir de la raie d'absorption de CH_2-CF_2.

à partir de raies d'émission ou d'absorption sont respectivement les solutions (3) et (2). La première solution donnée (1), consistant à stabiliser le laser à partir de sa raie d'émission en l'absence de "Lamb Dip" peut toujours constituer une première approche, parce que plus simple à mettre en oeuvre, mais nous ne la décrirons pas ici[43]. Nous présenterons seulement les diagrammes de stabilisation correspondant aux deux solutions citées précédemment et par ordre croissant des difficultés de mise en oeuvre.

Schéma de principe pour stabiliser le laser H_2O à partir du "Lamb Dip" de sa raie d'émission : (figure 1)

Un oscillateur audio-fréquence module la puissance de sortie du laser en faisant varier la longueur de la cavité L grâce à la piézocéramique dite de "modulation" qui permet des déplacements très faibles du miroir-plan. Les variations de puissance sont détectées par le détecteur pyroélectrique PY_4 "Harshaw" dont la sensibilité optimale est de 125 V/W (mesurée pour une modulation du faisceau de 30 Hz). Le signal variable recueilli à ses bornes sera filtré, amplifié, puis comparé en phase avec le signal d'origine émis par le générateur B.F. La comparaison des deux phases associées aux deux signaux se fait par l'intermédiaire du discriminateur de phase qui délivre une tension continue fonction de la différence entre les deux phases. Cette tension continue, nulle dans le cas idéal où les deux oscillations B.F. sont en phase, est alors amplifiée de manière à piloter la piézo-céramique "d'asservissement" qui assure la translation du miroir sphérique. Les oscillations B.F. seront en phase lorsque la fréquence du laser H_2O sera celle associée au centre du "Lamb Dip", la méthode utilisée apparaît donc comme une méthode "dérivative" classique.

Les performances de cet asservissement dépendent essentiellement du gain de la boucle d'asservissement, des qualités du détecteur utilisé et du profil "Lamb Dip" obtenu dans la raie laser. Il est en effet nécessaire que les modulations de la puissance du laser réalisées en balayant le "dip" puissent être perçues par le détecteur pyroélectrique. Il convient donc d'obtenir un "dip" suffisamment étroit et profond, ce qui correspond à une faible pression de fonctionnement du laser. A titre d'exemple, nous pouvons citer les résultats obtenus par Blaney et Bradley[46]

concernant la stabilisation du laser H_2O oscillant à 28 μ (10,7 THz) par une telle méthode. La largeur du "dip" était d'environ 3 MHz pour une pression de fonctionnement de 0,3 Torr et l'amplitude de la modulation audiofréquence pouvait produire une variation crête à crête maximum de la fréquence laser d'environ 1 MHz à l'intérieur du "Dip". La stabilisation a été obtenue avec une précision d'environ 700 kHz ce qui correspond à une stabilité à long terme de $7\ 10^{-8}$.

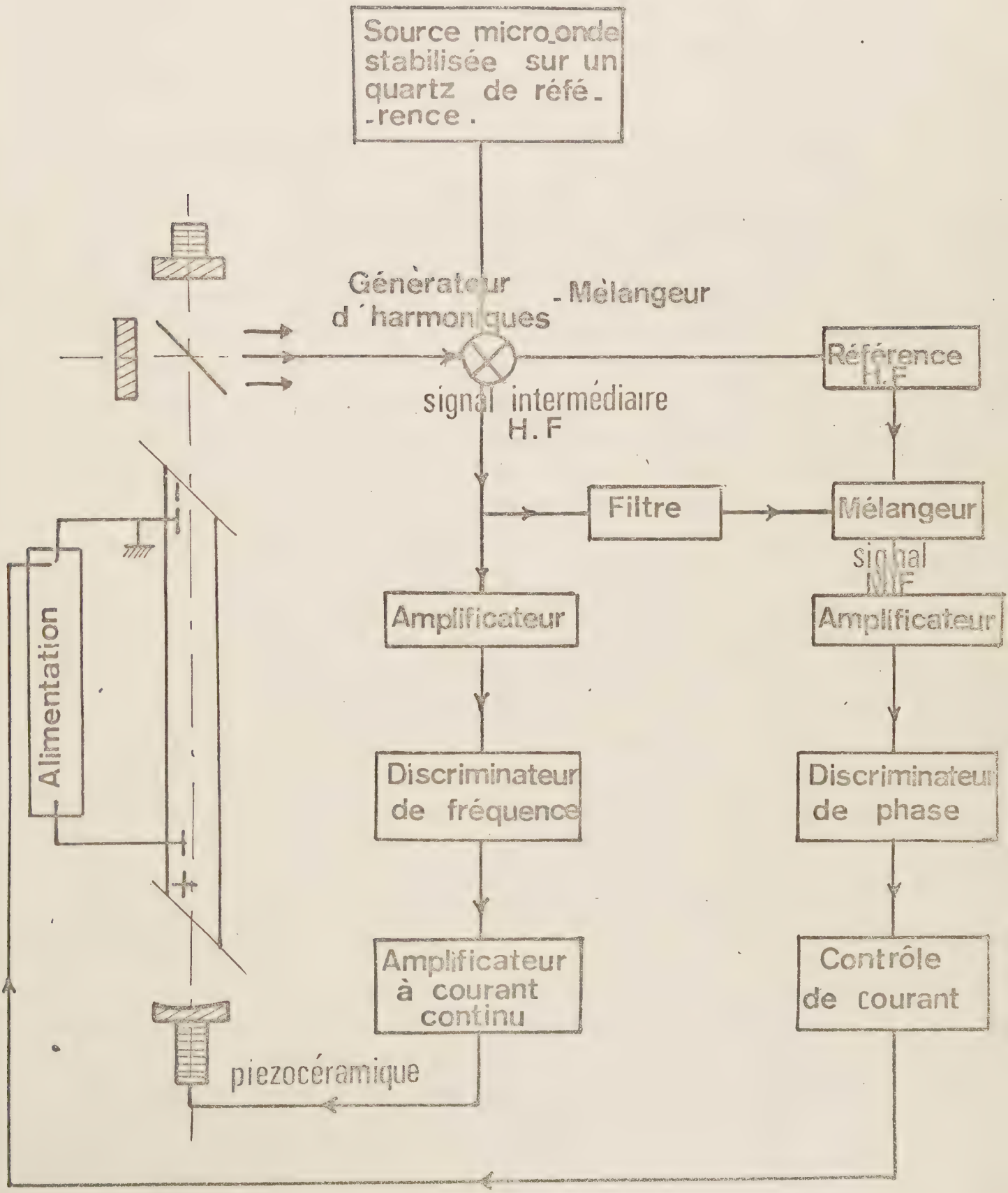
Le temps de réponse de la boucle d'asservissement est lié à celui des éléments mécaniques de la boucle, en particulier les piézocéramiques. Nous décrirons ultérieurement les piézocéramiques utilisées, mais la fréquence de modulation utilisée couramment peut varier entre 100 Hz et 1000 Hz, ce qui limite la correction des instabilités du laser à celles excédant des durées de l'ordre de la milliseconde.

Schéma de principe pour stabiliser le laser HCN (337 μ) à partir de la raie d'absorption de CH_2-CF_2 : (figure 2)

Le principe de base de cette stabilisation est identique, à celui exposé précédemment : il s'agit toujours de comparer la phase de la modulation audiofréquence à celle d'un signal extrait de la sortie du laser. Mais, ce signal n'est pas celui extrait directement du laser, il est en fait la différence entre deux signaux, le premier obtenu après traversée de la moitié du faisceau laser dans la cuve d'absorption contenant du difluoroéthylène CH_2-CF_2, le second obtenu après traversée de l'autre moitié du faisceau dans une cuve dite de compensation. Lorsque la cuve d'absorption est vide, les deux signaux doivent être en phase (ajustement des chemins optiques parcourus par les deux faisceaux). Une fois la cuve d'absorption remplie un réajustement est nécessaire pour égaler les deux phases des deux signaux, ce qui est réalisé grâce au déphaseur. Si la fréquence de la sortie laser correspond à la fréquence centrale de la raie d'absorption du CH_2-CF_2, la différence entre les deux signaux est alors maximale, et un balayage autour de ce maximum donnera un signal d'erreur nul au premier ordre. Le signal-différence est ensuite amplifié grâce à un amplificateur différentiel, et l'asservissement est bouclé de la même façon que précédemment.

Cette fois-ci, les qualités de l'asservissement dépendent de la finesse de la raie d'absorption du CH_2-CF_2 et de sa stabilité en fréquence

FIG.3 : Stabilisation du Laser HCN à partir d'un quartz de référence.



vis à vis des phénomènes extérieurs (champ magnétique et champ électrique). La largeur Doppler de la raie mesurée à 0,04 Torr est d'environ 1,4 MHz[62] et la stabilité en fréquence est d'environ 10^{-10} [63]. La réalisation de l'asservissement a été entreprise par Bradley, Knight et Mc Gee[61] et la stabilité à long terme obtenue (plusieurs minutes) était d'environ $2\ 10^{-8}$.

2. METHODE DE STABILISATION PAR BATTEMENT AVEC DES SOURCES MICRO-ONDES

Cette méthode diffère fondamentalement des méthodes de stabilisation précédentes. La référence de fréquence est donnée par une source appartenant à un domaine spectral différent de celui du laser : elle est en général constituée par un quartz dont la stabilité à long terme, en fréquence peut atteindre jusqu'à 10^{-10}. Il n'est pas possible de se raccrocher directement au quartz de référence, aussi il convient d'utiliser un certain nombre d'intermédiaires de fréquence connus que l'on stabilise en cascade. Ces intermédiaires peuvent être successivement des klystrons en bande X, puis des klystrons en bande E . Lorsque la fréquence obtenue après multiplication est suffisante, il est alors possible d'obtenir des phénomènes de battement entre une de ses harmoniques et la fréquence du laser. Dans la mesure où l'harmonique de la source micro-onde a une fréquence voisine de celle du laser, le signal de battement est utilisable comme signal intermédiaire dans une boucle d'asservissement électronique (quelques MHz). Depuis les premières tentatives de stabilisation de fréquence du laser HCN par cette méthode[65], les performances ont été accrues en mettant en oeuvre une double boucle d'asservissement sur le signal intermédiaire ; - la première boucle est dite "boucle d'asservissement en fréquence", car le signal d'erreur est obtenu en comparant directement la fréquence du signal intermédiaire à celle d'une référence donnée (quartz par exemple). Elle constitue le rattrapage le plus important de la fréquence du laser et sert donc à éliminer les principales sources d'instabilité à long terme.

- la deuxième boucle est dite "boucle d'asservissement en phase" car le signal d'erreur y est obtenu en comparant la phase du signal intermédiaire filtré à la fréquence désirée, à celle d'une référence donnée. Cette comparaison peut encore se faire directement ou indirectement si l'on utilise à nouveau des intermédiaires de fréquence.

La figure 3 nous montre le schéma de principe d'une telle stabilisation en fréquence. Le signal de rattrapage obtenu à partir de la boucle d'asservissement en fréquence est appliqué à la piézocéramique de grand déplacement tandis que le signal obtenu à partir de la boucle d'asservissement en phase permet de contrôler le courant de la décharge du laser dont les instabilités peuvent être considérées du second ordre par rapport à celles de la longueur de la cavité.

Ce type de stabilisation en fréquence a été mis en application par Wells pour le laser HCN à 337 μ [60]. Le quartz de référence oscillait à 106.296 350 MHz avec une stabilité à long terme de quelques 10^{-10}. L'asservissement accrochait pendant des périodes de plusieurs secondes et permettait ainsi de stabiliser la fréquence du laser à quelques 10^{-10} près.

L'expérimentation nécessite la mise en place de générateurs d'harmoniques-mélangeur pouvant produire des harmoniques d'ordre élevé des fréquences micro-ondes. Les dispositifs utilisés jusqu'à présent ont été des diodes métal-métal, des diodes Schottky et plus récemment des contacts Josephson qui seront étudiés ultérieurement (Chapitre 3), mais la multiplication de fréquence n'a pas encore permis de relier les sources micro-ondes aux autres lasers comme le laser H_2O. Cette stabilisation est donc réservée au laser HCN, le laser H_2O pouvant être raccroché au laser HCN par un processus identique à celui que nous venons d'exposer.

B I B L I O G R A P H I E

- (I) - MATHIAS et J.T. PARKER - "Stimulated emission in the band spectrum of nitrogen"
App. Phys. Letters vol. 3, p. I6 I963

- (2) - H.A. GEBBIE et al - "A stimulated emission source at 0,34mm"
Nature p. 685 May I964

- (3) - R.A. Mc FARLANE et al - "Gas Maser operation at wavelength out to 28 "
Q.E. vol. 3 p. 573, I964

- (4) - S.F. DYUBKO et al - "SO2 submillimeter laser generating at 0,I4I et 0,I93mm"
JETP Lett. vol. I p. 320 I968

- (5) - J.C. HASSLER et P.D. COLEMAN - "Far I.R lasing in H2S, OCS and SO2"
App. Phys. Letters vol. I4 p. I35 I969

- (6) - SHIGEKI OKAJIMA et AKIRA MURAI - "Far infrared laser emission from H2CO in a large gas laser tube"
Q.E.8 N° 7 July I972

- (7) - D.R. LIDE et A.G. MAKI - "On the explanation of the so-called CN laser"
Appl. Phys. Letters vol. II, p. 62 July I6 I967

- (8) - MA. POLLACK et TOMLINSON - "Molecular level parameters and proposed identifications for the CW water vaper lines"
Appl. Phys. Letters vol. I2 Nb 5, p. I73 I March

- (9) - W.M. MULLER et G.T. FLESHER -
Appl. Phys. Letters vol. I0, p. 93 I967

- (I0) - GEBBIE et al - Nature vol. 2II, p. 62 July 2 I966.

- (II) - LIDE et MAKI - Appl. Phys. Letters vol. II N°2 p.62 July I967

- (I2) - Applied Physics Letters - Vol. I0, NB 8, I5 Avril I967, V. SOCHOR et Eric BRANNEN

- (I3) - W.J. TOMLINSON , M.A. POLLACK et R.I. FORK
Appl. Phys. Letters vol. II Nb 5 I967

- (I4) - HARTMANN et KLEMANN - Appl. Phys. Letters vol. I2, Nb 5
Mars I968

- (I5) - W.S. BENEDICT. Id.

- (I6) - TOMLINSON et POLLACK Id.

- (I7) - J.P. PICHAMUTU, J.C. HASSLER et P.D. COLEMAN

- (I8) - J.R. BIRCH et C.C. BRADLEY - "Infrared Physics, I973
Vol. I3 pp. 99-I08"

- (I9) - G.D. BOYD et H. KOGELNIK - Bell. Syst. Techn. J43, 2873
(I964)

- (20) - FOX and LI - Bell. Syst. Techn. J. 40, 453 (I96I)

- (2I) - TI.LI. Bell. syst.tech.J42,2609, (I963)

- (22) - TI.LI. Bellsyst.tech.J.p.9I8 May I965

- (23) - BOYD etKOGELNIK-Bell.syst.techn.J.p.I348 Juillet I962

- (24) - M.A.POLLACK ,T.J. BRIDGES andA.R.STRAD
Vol.IO N°6 APPL.Phys.Lett I5 Mars I967

- (25) - G.DUXBURY and R.G.JONES
Vol.30 A,N°9, Phys.lett. Oct.I969

- (26) - WILLIS E. LAMB J.R. Physical Review Vol.I34,N°6A
I5 June I964

- (27) - LEE PH. and SKOLNIK M.L. Appl.Phys Lett.IO-303 (I967)

- (28) - KOGELNIK H.,LI T. Appl.Opt.Vol.5N°IO p.I550 Oct.I966

- (29) - MAITLAND A. DUNN-Laser Phys.- North. Holland p.I53

- (30) - J.P. LESIEUR , D. VERON, M.C. SEXTON
J. Appl.Phys.Vol.5 (I972)

- (3I) - BORN M., WOLF E. -Principes d'optique, Pergamon Press
p.36 etP. 323

- (32) - Thése dedoctorat d'Etat - 6Novembre I973
Mr.G.TOUPANCE (Paris VI)

- (34) - H.J. SCHOTZAU,H.J. MAHLER and F.K.KNEUBUHL
Phys.Lett. 38A (I972),p.286

- (33) - H.J. SCHOTZAU and J.K.KNEUBUHL -28 Janvier I974
Phys.Lett. Vol. 46A,N°6

- (35) - O.M.STAFFSUD ,F.A. HAAK, andK. RADROAVLEJIC
I.E.E.E,Q.E Vol.3 NOII Nov.I967

- (36) - R.VOLK-Phys.Lett.Vol. 42A N°4 I8 Dec.I972

- (37) - KZUO YOSHIHIRO and CHIKAKO YAMANOUCHI
Rev.Ssion.Instrument,Vol.45 N°6,June I974

- (38) - Thése detroisiéme cycle- 3I Janvier I973
Mr.J.P.LESIEUR

- (39) - P.BELLAND et D.VERON
Optic.comm.- Vol.9 N°2 Oct.I973

- (40)- D.T. LLEWELLYN JONES and M.D.JAMES
Journ. of Phys.E.Scientific Instruments I972 Vol.5

- (4I) - Note technique du N.B.S. Janvier I97I
J.S.WELLS,K.M.EVENSON,L.M.MATARRESE,D.A.JENNINGS
and G.L. WICHMAN

- (42) - P.BELLAND ,A.I.CIURA,L.B.WHITBOURN
Opt.comm.-Vol.II N°I Mai I974

- (43) - P.D. SMITH- I.E.E.E. Vol.Q.E. N°8 Nov. I965

- (44) - A.D.WHITE, I.E.E.E. Q.E. N°8 p;322 (I965)

- (45) - A.D.WHITE -Microwaves 6,5I (I96I)

- (46) - T.G.BLANEY ,C.C.BRADLEY,G.J.EDWARDS and D.J.E. KNIGHT
Phys.Lett. Vol.43A N°5 9Avril I965

-(47) - VERNET etADDE- Journ.Appl.Phys.45,2678 (I974)

- (48) - VERNET et ADDE - I.E.E.E. Trans.Magn. MAG.II 825 (I975)

- (49) - D.T.HODGES and T.S.HARTWICK
Appl.Phys.Lett.-Vol.23 N°5 p.p.252-253 (I973)

- (50) - YAMANAKA and al. - J.A.P. Vol.I3 N°5 May I974

- (5I) - W.S.CHANG -Principes deQ.E. - Addison Wesley

- (52) -H.J.SCHOTZAU and F.K.KNEUBUHL
Mass spectoscopy of Laser H.CN plasma - (to be published)

- (53) - S.KUNSTREICH and J.P.LESIEUR
Switch on delay time of a Cw HCN Laser
Opt.Comm. Vol.I3 N°I, Janvier I975

- (54) - Parameters and Chemistry of HCN-Laser Plasma
H.J. SCHÖZAU and F. KNEUBÜHL - Appl. Phys. 6, 25 (I975)

- (55) - High Power pulsed HCN Laser with auxiliary dc discharge
D.L. JASSBY - M.E. MARHIC and D.R. REGAN
Applied optics - July I973 - Vol. I2 N° 7

- (56) - S. VEPREK - Journ. CHEM; Phys. 57, 952 (I972)

- (57) - Mode-locking of lasers - P.W. SMITH
Proc. of I.E.E.E. , Vol. 58 N° 9 sept. I970

- (58) - H.J. SCHÖTZAU, CH. GRARWOHL, F. KNEUBÜHL, E. GRIESSHABER
"A water-cooled hollow cathode for continuous HCN laser"
Z. Angew. Math. Phys. Vol. 22, pp. 778-779 (I97I)

- (59) - RL. BARGER and J.L. HALL - Phys. Rev. Lett. 22-4 (I969)

- (60) - J.S. WELLS - I.E.E.E. Transactions and instrumentation
and measurement - Vol. I.M. 22 N° 2 , I973

- (6I) - BRADLEY - KNIGHT - Mc GEE
Electronics Letters Vol. 7, N° I3 p. 38I (I97I)

- (62) - C.C. BRADLEY - R.G. JONES - J. BIRCH - DUXBURY
Nature - Vol. 226 Juin I970

- (64) - DUXBURY, G. JONES, R.G. BURROUGHS, W.J. BRADLEY and
STONE N.W.B.
"Molecular absorption in near coincidence with the HCN
337 m emission"

- (65) - CORCORAN, CUPP, GALLAGHER, I.E.E.E. Journal of quantum
electronics , Aout I969 p. 424

- (66) - Note technique du N.B.S. (I97I)

- (67) - W.R. BENETT - Appl. Opt. 24 Supp. I (I962)

- (68) - Mc DONALD and al - Appl. Phys. Letters 20, 296-9

- (69) - Objectif des synthèses de fréquences infrarouges
Proc. I.E.E.E. N° 60 (I972) p. 62I

- (70) - "Lenses mode of TPX"
Infrared Physics - 9 pp. 3I-33 (I969)

- (7I) - Moving striations Theory
N.L. OLESON and A.W. COOPER - Advances in Electronics
and Electron Physics - Ed. Marton , Vol. 24 (I968)

- (72) - O. GEHRE - Note technique IPP IV/39 - Max Planck Institut
(I972)

- (73) - T.G. BLANEY and D.J.E. KNIGHT
J. Phys. D Appl. Phys. Vol. 7, I974

- (74) - T.G. BLANEY and D.J.E. KNIGHT - Id

- (75) - HOCKER, L.O. SOKOLOFF, D.R. , DANEU, V. SZOKE A. and JAVAN A.
Appl. Phys. Letters I2 , 40I-2 (I968)

- (76) - HOCKER L.O., RAMACHANDRA RAO, D. and JAVAN A.
Phys. Letters 24A, 690-I (I967)

- (77) - FETTERMAN H.R., CLIFTON B.J. , TANNENWALD P.E. PARKER C.D. and PENFIELD H.
I.E.E.E. Trans. on Microwave Theory and techniques, MTT 22 I0I3-5 , (I974)